IEKP–KA/2000–12

Lorentzwinkelmessungen an bestrahlten Silizium-Streifendetektoren im Temperaturbereich T = 77-300 K

Florian Hauler

18. Juli 2001
aktualisierte Auflage

Diplomarbeit vom 5. Juli 2000
Florian Hauler
Institut für Experimentelle Kernphysik IEKP
Universität Karlsruhe

Lorentzwinkelmessungen an bestrahlten Silizium-Streifendetektoren im Temperaturbereich T = 77-300 K

Florian Hauler

18. Juli 2001

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis **V**

Tabellenverzeichnis **VIII**

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen zum Verständnis eines Halbleiterdetektors **3**

2.1 Halbleiter im Bändermodell 3

2.2 Der p-n-Übergang 7

2.3 Der Silizium-Streifendetektor 9

2.4 Der Lorentzwinkel 15

2.5 Abhängigkeit des Lorentzwinkels von Spannung und Temperatur 18

3 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie **21**

3.1 Wechselwirkung der Strahlung mit Materie 21

3.1.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Silizium 21

3.1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Silizium 22

3.2 Strahlenschädigungen 25

3.3 Messungen an den Hera-B Teststrukturen 29

4 Die Messung des Lorentzwinkels **33**

4.1 Das Prinzip der Messung 33

4.2 Der Versuchsaufbau und seine Komponenten 35

4.2.1 Detektor und Hybrid 37

4.2.2 Der Auslesechip Premux128 und die CMS-Repeaterkarte . 39

4.2.3 Laser, SLD und lichtleitende Fasern 43

4.2.4 Treiberkarte und Flash-ADC 47

4.2.5 Der MXI-2-Bus und die Interfacekarten 50

4.3 Der supraleitende Magnet ,,Jumbo" 51
4.4 Die Temperatursteuerung 53

5 Die Auslesesoftware 59
5.1 Die Softwareentwicklung 59
5.2 Die Rohdatenbearbeitung 62
5.3 Beschreibung der Datennahmesoftware 66
5.3.1 Das Fenster ,,ShowChannels" 67
5.3.2 Das Fenster ,,Setup" 70
5.3.3 Das Fenster ,,Barycenter" 72
5.4 Die Datenauswertung 73

6 Ergebnisse 79
6.1 Der gemessene Lorentzversatz 79
6.2 Der Lorentzversatz in Abhängigkeit von der Spannung 83
6.3 Der Lorentzversatz in Abhängigkeit von der Temperatur 85
6.4 Der Hallstreufaktor 87
6.5 Die Lorentzwinkel 90
6.5.1 Lorentzwinkel in unbestrahlten Detektoren 90
6.5.2 Lorentzwinkel im bestrahlten Detektor KA1 91

7 Zusammenfassung 93

Literaturverzeichnis 95

Abbildungsverzeichnis

2.1 Diamant- und Zinkblendestruktur 3
2.2 Bildung der Bänder im Festkörper aus diskreten Energiezuständen 4
2.3 Metall, Halbleiter und Isolator im Bändermodell 5
2.4 Die Wirkung eines Donators und eines Akzeptors in Silizium . . 6
2.5 Lage der Donator- und Akzeptor-Niveaus im Bändermodell . . . 7
2.6 Der p-n-Übergang 10
2.7 Schema eines einseitigen Silizium-Streifendetektors 11
2.8 Elektrisches Feld und Potential in einer Siliziumdiode 13
2.9 Elektrisches Feld und Potential bei Unter- und Überdepletion . . 14
2.10 Wahl des Koordinatensystems für die Erklärung des Halleffektes 16
2.11 Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld . . 19
2.12 Die Driftmobilität bei verschiedenen Temperaturen 20
2.13 Der Hallfaktor in Abhängigkeit von der Temperatur 20

3.1 Energieverlust von Elektronen in Silizium 22
3.2 Absorption von Licht in Silizium 24
3.3 Non Ionizing Energy Loss (NIEL) 26
3.4 Effektive Dotierungsdichte der Teststrukturen 27
3.5 Leckstrom des unbestrahlten Detektors KAVI 30
3.6 Leckströme der bestrahlten und unbestrahlten Detektoren 30
3.7 CV-Kurven der Hera-B Teststrukturen 31
3.8 Durchbruchspannung der Kopplungskapazitäten 32

4.1 Das Prinzip der Lorentzwinkelmessung 34
4.2 Der Lorentzwinkel-Versuchsaufbau 35
4.3 Bild der n-Seite der Hera-B Teststruktur 37
4.4 Bild der p-Seite der Hera-B Teststruktur 37
4.5 Layout der n-Seite des Hybriden 38

4.6 Layout der p-Seite des Hybriden 39
4.7 Die Funktionsweise des Premux128-Chips 40
4.8 Schaltkreis des Double Correlated Samplers im Premux128-Chip 41
4.9 Oszilloskopbild des differentiellen Ausgangssignals 43
4.10 Bild der Repeaterkarte 44
4.11 Kennlinien des Lasersystems 46
4.12 Spektrum des 650 nm Lasers 47
4.13 Spektrum des 1060 nm Lasers 47
4.14 Positionierung der Fasern auf dem Hybrid 48
4.15 Die Signale der Datennahmephase 49
4.16 Die Signale der Auslesephase 49
4.17 Querschnitt des JUMBO-Kryostaten 51
4.18 Die ,,Jumbo" Konfigurationen 52
4.19 Simulation des Spuleninnern bei B = 10 T 53
4.20 Die Temperatursteuerung im Lorentzwinkelsetup 54
4.21 Temperaturaufzeichnung eines Meßtages 57
4.22 Vergleich der Temperaturen des Hybriden von n- und p-Seite . . 58

5.1 Initialisierung des MXI-2 und des VME-Busses 60
5.2 Das Programm *VXI Interactive Control* 61
5.3 Beispiel der Programmierung unter LabVIEW 61
5.4 Die Pedestals des Detektors KA10 62
5.5 Common Modes der beiden Premux128-Chips des Hybrids KA10 63
5.6 Das Rauschen der Streifen des Detektors KA10 64
5.7 Grundlinienverschiebung durch großes Signal 65
5.8 Rohdaten und Extraktion des Signals 66
5.9 Das Fenster ,,Showchannels" 69
5.10 Das Fenster ,,Setup" 70
5.11 Das Fenster ,,Load RAM" 71
5.12 Das Fenster ,,Barycenter" 72
5.13 Übersichtstafel der Datennahmesoftware 74
5.14 Das Format des Meßprotokolls 75
5.15 Übersicht des Meßprotokolls 75
5.16 Der lineare Fit und die Temperaturaufzeichnung 77

6.1 Der Versatz der Pulsformen des 650 nm Lasers bei T = 156 K . . 80

6.2 Der Versatz der Pulsformen des 1060 nm Lasers bei T = 125 K . . 81
6.3 Der Versatz der Pulsformen des 1060 nm Lasers bei T = 255 K . . 82
6.4 Der Lorentzversatz der Elektronen in Abhängigkeit von der Spannung 83
6.5 Der Lorentzversatz der Löcher in Abhängigkeit von der Spannung 84
6.6 Der Lorentzversatz der Elektronen in Abhängigkeit von der Temperatur 85
6.7 Der Lorentzversatz der Löcher in Abhängigkeit von der Temperatur 86
6.8 Literaturwerte des Hallstreufaktors 88
6.9 Die gemessenen Werte des Hallstreufaktors r_H 89

1 Struktogramm der Pedestalnahme 101
2 Struktogramm der Rohdatenbearbeitung nach der Datennahme . 102

Tabellenverzeichnis

3.1 Die Strahlendosis der Hera-B Teststrukturen 29
3.2 Rahmendaten der bestrahlten und unbestrahlten Teststrukturen 31

4.1 Eingangssignale des Premux128-Chips 42
4.2 Eindringtiefe Λ von Licht in Silizium 44
4.3 Die Temperaturmeßwiderstände PT100 55

6.1 Hallstreufaktor bei verschiedenen Temperaturen 87
6.2 Lorentzwinkel in unbestrahlten Detektoren nahe Raumtemperatur 90
6.3 Lorentzwinkel in unbestrahlten Detektoren bei T = 77 K 90
6.4 Lorentzwinkel im bestrahlten Detektor KA1 bei T = 260 K 91
6.5 Lorentzwinkel im bestrahlten Detektor KA1 bei T = 77 K 91

Kapitel 1

Einleitung

Speicherringexperimente dienen dazu, die Umgebungsbedingungen unmittelbar nach dem Urknall zu simulieren. Extrem hohe Energiedichten, die durch die Kollision beschleunigter geladener Teilchen entstehen, helfen neue, bislang nicht nachgewiesene Teilchen zu produzieren. Von den Beschleunigerexperimenten erhofft man sich Hinweise zur Lösung folgender Fragen: Woraus besteht ,,Dunkle Materie"? Wieso existiert mehr Materie als Antimaterie in unserem sichtbaren Teil des Universums? Wieso wurde die Symmetrie zwischen schwacher Kernkraft und elektromagnetischer Kraft bei einer Energie von etwa 200 GeV gebrochen? Und damit zusammenhängend: Gibt es das Higgs-Teilchen?

Der größte Beschleuniger, der Large Electron Positron Collider (LEP), wurde am CERN[1] gebaut. Seit 1996 läuft er mit einer Energie von über 90 GeV pro Strahl (LEPII). Ende des Jahres 2000 wird seine Betriebszeit voraussichtlich enden. Es sind weiterführende Experimente bei noch höheren Energien geplant.

Für den Bau des Large Hadron Colliders (LHC) werden im LEP-Tunnel die bisher verwendeten Magnete durch supraleitende Magnete ersetzt. Hier sollen zunächst zwei Protonenstrahlen mit jeweils 7 TeV Energie aufeinandergeschossen werden, später dann Schwerionenstrahlen mit bis zu 1250 TeV Schwerpunktsenergie. Die hohe Luminosität von $10^{34}\,cm^{-2}s^{-1}$ erlaubt die Suche nach sehr seltenen Ereignissen.

Sowohl die hohe Schwerpunktsenergie als auch die hohe Luminosität stellen große Anforderungen an die verwendeten Halbleiterdetekoren. Durch die starke Strahleneinwirkung werden diese signifikant geschädigt. Ihre Kristallstruktur wird zerstört. In der Bandlücke entstehen sogenannte ,,Deep Level Traps", welche für den entstehenden Verlust der Ladungssammlungseffizienz[2] verant-

[1] CERN: Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire
[2] oft wird der englische Ausdruck verwendet: charge collection efficiency (CCE).

wortlich sind. Die in bisherigen Experimenten verwendeten Detektoren würden schon weit vor Ende der geplanten Laufzeit kein ausreichendes Signal mehr liefern. Deswegen wurden am CERN die Kollaborationen RD39[3] und RD48[4] gegründet.

Die RD48-Kollaboration beschäftigt sich mit der Entwicklung strahlungsharter Detektoren unter Verwendung des sogenannten „Defect Engineerings". Hierbei werden gezielt Verunreinigungen in den Halbleiter eingebracht, um die Abnahme der Ladungssammlungseffizienz mit dem Bestrahlungsfluß günstig zu beeinflussen [RC99b]. Bei diesen Untersuchungen hat sich herausgestellt, daß eine erhöhte Sauerstoffkonzentration in Silizium die Lebenszeit der Detektoren verlängern kann. Die RD39-Kollaboration versucht dasselbe Ziel durch Verwendung des sogenannten Lazarus-Effektes[5] zu erreichen [RC99a, RC00]. Hierzu werden Halbleiterdetektoren auf kryogene Temperaturen gekühlt und betrieben. Es wurde festgestellt, daß die Ladungssammlungseffizienz mit sinkender Temperatur ansteigt und ein Maximum bei etwa 130 K erreicht.

Der Spurdetektor von CMS[6], einem Experiment des LHC, besteht aus Halbleiterdetektoren mit einer Fläche von insgesamt 220 m^2. Sie werden bei einer Temperatur von -10° C betrieben um den erhöhten Leckstrom aufgrund der Strahlenschädigung zu reduzieren. Ein hohes Magnetfeld von 4 T wird benutzt um den Impuls schneller, geladener Teilchen zu bestimmen. Durchlaufen geladene Teilchen einen Halbleiterdetektor, werden ionisierte Ladungen erzeugt. Sie werden während der Drift durch den Detektor aufgrund des Magnetfelds abgelenkt. Das Signal weitet sich auf und kann bei geringer Höhe im Rauschen untergehen. Zusätzlich ändert sich die Position des Signalmaximums und damit die Ortsbestimmung der detektierten Teilchen. Deswegen ist es wichtig, diesen Lorentzversatz bei unbestrahlten und bestrahlten Detektoren zu kennen.

Diese Arbeit umfaßt sechs Kapitel. Das erste Kapitel beschreibt die theoretischen Grundlagen zum Verständnis eines Halbleiterdetektors, das zweite Kapitel beschäftigt sich mit dem Effekt von Strahlenschäden am Beispiel der Hera-B Teststrukturen. Kapitel 3 beschreibt das verwendete Setup zur Messung von Lorentzwinkeln. Im Kapitel 4 werden die Softwareentwicklung und die Meßprogramme behandelt. Kapitel 5 zeigt die Ergebnisse der Messungen und das letzte Kapitel gibt eine kurze Zusammenfassung dieser Arbeit.

[3] RD: Research & Development
[4] ROSE-Kollaboration: Research and development On Silicon detectors for future Experiments
[5] Bestrahlte Detekoren, die bei Raumtemperatur nicht mehr funktionsfähig waren, zeigten nach Abkühlung auf etwa 130 K wieder bis zu 70 % des Signals. Lazarus wurde nach 4 Tagen von den Toten erweckt, Die Bibel, Johannes 11.
[6] CMS: Compact Muon Solenoid

Kapitel 2

Grundlagen zum Verständnis eines Halbleiterdetektors

2.1 Halbleiter im Bändermodell

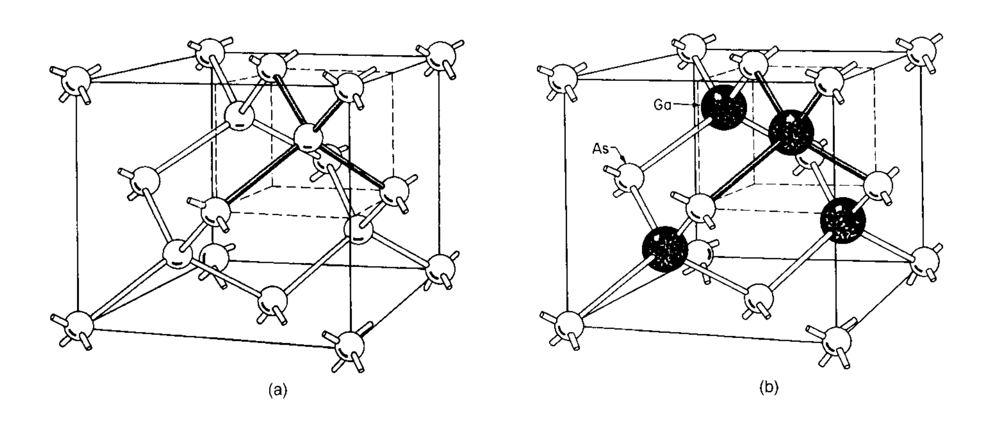


Abbildung 2.1: Diamant- (a) und Zinkblendestruktur (b).
Reines Silizium kristallisiert in der Diamantstruktur. Galliumarsenid kristallisiert in der Zinkblendestruktur. Aus [Sze81].

Das Element Silizium, welches in der 4. Hauptgruppe und in der 3. Periode des Periodensystems steht, folglich 4 Valenzelektronen und 3 Hauptschalen besitzt, bildet zu etwa 25 % die Erdkruste. Trotzdem ist es kaum in reiner Form zu finden, sondern hauptsächlich in Verbindungen, wie zum Beispiel in SiO_2 - also in Sand. In reiner Form kristallisiert es in der Diamantstruktur. Sie läßt sich beschreiben als zwei geeignet ineinandergestellte kubisch-flächenzentrierte Gitter. Jedes Si-Atom ist von 4 benachbarten Si-Atomen tetraedrisch umgeben. Die interatomaren Bindungen werden durch sp^3-Hybridisierungen realisiert. Das Siliziumgitter ist in Abbildung 2.1 (a) dargestellt. Daneben befindet sich

das Gitter von Galliumarsenid (GaAs), welches in der Zinkblendestruktur kristallisiert.

Atome besitzen diskrete Energiezustände, welche die Elektronen nach dem Pauliprinzip einnehmen. Festkörper dagegen weisen Bandstrukturen auf, in welchen die einnehmbaren Zustände ein Kontinuum bilden. Grund hierfür ist der Überlapp zwischen den Elektronenwellenfunktionen benachbarter Atome. In Abbildung 2.2 wird die Bandaufweitung als Funktion des interatomaren Abstands im Festkörper im Falle eines tetraedrisch gebundenen Halbleiters wie Silizium oder Diamant (Kohlenstoff) gezeigt. Die diskreten Energiezustände der s- und p- Wellenfunktionen verbreitern sich und bilden schließlich das Valenzband und das Leitungsband. Die gestrichelte Linie gibt den Gleichgewichtsabstand benachbarter Atome in Silizium an. Diese beiden Bänder sind die wichtigsten im Festkörper, weil sie die Fähigkeit zum Ladungstransport definieren.

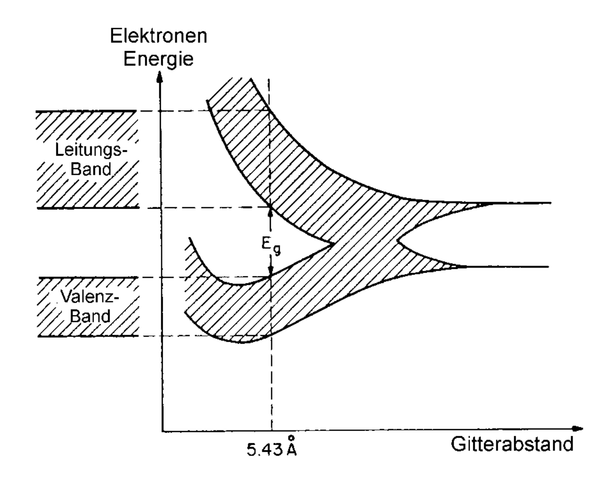


Abbildung 2.2: Bildung der Bänder im Festkörper aus diskreten Energiezuständen am Beispiel von Silizium.
Die senkrechte, gestrichelte Linie gibt den Gleichgewichtsabstand benachbarter Siliziumatome zueinander an. Eingezeichnet ist das Valenz-, das Leitungsband und die Energielücke E_g im Gleichgewichtsabstand. Aus [Sze81].

Der energetische Abstand E_g zwischen Valenz- und Leitungsband wird Bandlücke[1] genannt. Je nach Lage der Bänder zueinander und der Größe der Bandlücke unterscheidet man zwischen Metall, Halbmetall, Halbleiter und Isolator. Ein Metall zeichnet sich durch ein besetztes Valenzband und ein teilweise gefülltes Leitungsband aus. Ein Halbmetall besitzt am absoluten Nullpunkt ein fast gefülltes Valenzband und ein fast leeres Leitungsband, wobei sich die Bänder energetisch überlappen. Ein Halbleiter besitzt eine ähnliche Konfiguration, wird am absoluten Nullpunkt jedoch zu einem Isolator. Zwischen Valenz- und Leitungsband befindet sich die Bandlücke. Sie hat bei

[1] Lücke: Gap (engl.)

Silizium ein Breite von 1,12 eV und bei Germanium eine Breite von 0,67 eV. Durch thermische Anregung können Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Sie hinterlassen im Valenzband die sogenannten Löcher. Diese tragen genauso wie Elektronen im Leitungsband zum Ladungstransport bei. Ein Isolator schließlich besitzt ebenfalls eine Bandlücke, ein voll besetztes Valenzband und ein vollkommen leeres Leitungsband. Die Bandlücke ist hier allerdings zu groß (mehrere 10 eV), als daß durch thermische Anregung eine Besetzung des Leitungsbandes mit Elektronen möglich wäre. Eine schematische Darstellung der Bandkonfigurationen ist in Abbildung 2.3 ersichtlich.

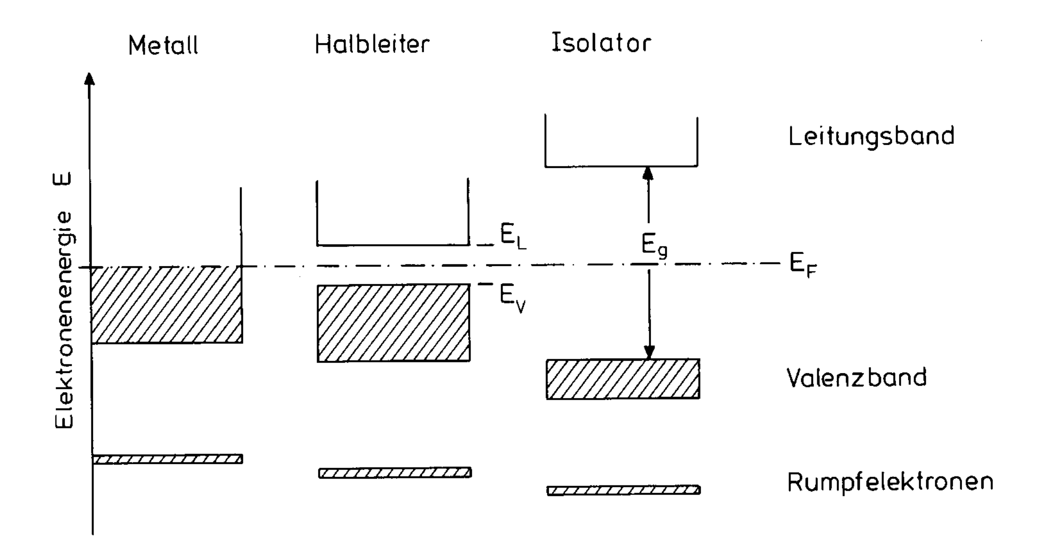


Abbildung 2.3: Metall, Halbleiter und Isolator im Bändermodell.
E_L und E_V bezeichnen die Leitungsband bzw. die Valenzbandkanten. E_g stellt die Bandlücke dar und E_F ist das Ferminiveau. Nach [Iba95].

Die elektrische Leitfähigkeit ist definiert als

$$\sigma = |e|(n\mu_n + p\mu_p) \tag{2.1}$$

wobei e die Elementarladung, n und p die entsprechenden Volumenkonzentrationen der Ladungsträger sind und μ_n und μ_p die Beweglichkeiten. Die Volumenkonzentrationen sind definiert als:

$$n = \int_{E_L}^{\infty} D_L(E) f(E,T) dE \tag{2.2}$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} D_V(E)(1 - f(E,T)) dE \tag{2.3}$$

Hier stellen E_L und E_V die Leitungsband- bzw. die Valenzbandkanten dar, D_L und D_V die entsprechenden Zustandsdichten. $f(E,T)$ ist die Fermiverteilung. Sie regelt die Besetzung der verfügbaren Energiezustände bei der Temperatur T. Integriert wird von den Bandkanten über das gesamte Band. Näherungsweise läßt sich die Integration bis ins Unendliche führen. Eine genauere und weiterführende Herleitung steht in [Iba95].

Einen reinen Halbleiterkristall nennt man intrinsisch. Es stehen genauso viele Elektronen wie Löcher zum Ladungstransport zur Verfügung. Im thermodynamischen Gleichgewicht gilt:

$$n = p = n_i \tag{2.4}$$

mit n_i der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration.

Die Leitfähigkeit eines Halbleiters kann durch Dotierung verändert werden. Dazu werden gezielt Verunreinigungen in den Halbleiter eingebracht. Höher- oder niederwertige Atome werden an die Stelle der Silizium-Atome im Gitter gebracht. Ein einfach höherwertiges Atom besitzt ein Elektron mehr, welches nicht zur Kristallbindung beiträgt. Es ist nur schwach gebunden. Energetisch befindet es sich etwas unter dem Leitungsband. Das Atom wird als Donator bezeichnet. Ein einfach niederwertiges Atom besitzt ein Elektron zu wenig. Es kann nicht zur Bindung beitragen und bildet ein Defektelektron - ein sogenanntes Loch. Energetisch befindet es sich etwas über dem Valenzband. Das Atom wird als Akzeptor bezeichnet. Abbildung 2.4 zeigt schematisch das verunreinigte Silizium mit den erzeugten Ladungsträgern.

a n-dotiertes Silizium

b p-dotiertes Silizum

Abbildung 2.4: Die Wirkung eines Donators (a) und eines Akzeptors (b) in Silizium.
Ein Donator hat ein Elektron mehr, als für die Bindung benötigt wird. Ein Akzeptor hat ein Elektron zu wenig. Nach [Iba95].

An die Stelle des vierwertigen Siliziums kann man beispielsweise fünfwertiges Phosphor in das Gitter einbauen. Man erhält somit ein schwach gebundenes überschüssiges Elektron, das im Bändermodell etwa $E_C - E_D = 44\,\text{meV}$ unter der Leitungsbandkante sitzt. Dies ist die n-Dotierung. Verwendet man Boratome zur Dotierung, so erhält man ein Elektron zu wenig. Es kann nicht zur Bindung im Gitter beitragen - es ist also ein schwach gebundenes Loch, das im Bandmodell etwa $E_A - E_V = 46\,\text{meV}$ über der Valenzbandkante sitzt. Dies ist die p-Dotierung. Diese Energieunterschiede können leicht durch thermische Anregung aufgebracht werden um ein Elektron vom Donatorniveau ins Leitungsband bzw. ein Loch vom Akzeptorniveau ins Valenzband zu heben. Bei Raumtemperatur ($k_B T = 25\,\text{meV}$) sind fast alle diese Störstellen in Silizium ionisiert. Abbildung 2.5 zeigt die Position der Donatoren und Akzeptoren im Bändermodell.
Theoretische Behandlungen des Bändermodells und weiterführende Informationen über Halbleiter und ihre Anwendungen findet man in [Iba95, Sze81].

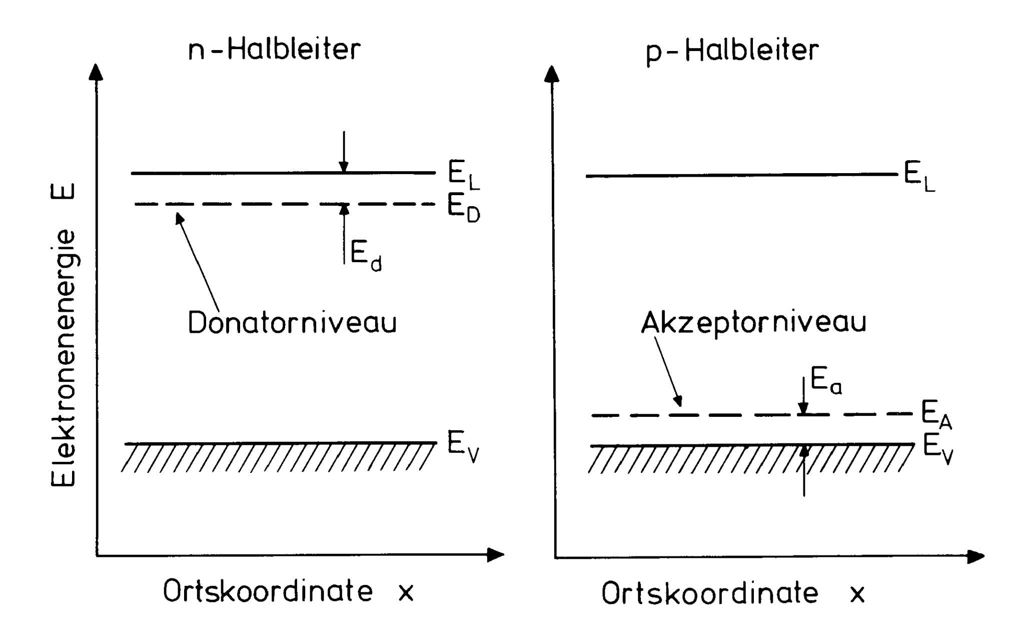


Abbildung 2.5: Lage der Donator- und Akzeptor-Niveaus im Bändermodell
Das Donatorniveau E_D befindet sich energetisch etwas unter dem Leitungsband E_L und das Akzeptorniveau E_A etwas über dem Valenzband E_V. Nach [Iba95].

2.2 Der p-n-Übergang

Kernstück eines Halbleiterdetektors ist der p-n-Übergang. Ein p-dotierter Halbleiter grenzt direkt an einen n-dotierten Halbleiter.
Die Differenz der Ladungsträgerkonzentrationen ruft einen Diffusionsstrom in das jeweils anders dotierte Gebiet hervor. Die n-Seite verarmt an Elektronen und die p-Seite an Löchern. Eine Raumladungszone bildet sich aus. Dadurch

baut sich eine Potentialdifferenz auf, die der Diffusion entgegenwirkt. Die Ferminiveaus beider Halbleiter gleichen sich an. Es resultiert eine Bandverbiegung. Mathematisch lässt sich eine solche Anordnung durch die Schottky-Näherung beschreiben: Es wird angenommen, daß sich die Raumladungskonzentrationen N_D und N_A durch einen Kastenansatz annähern lassen.
Man unterscheidet zwischen *Majoritätsladungsträgern* und *Minoritätsladungsträgern*. Majoritätsladungsträger sind diejenigen Ladungsträger, die durch Dotierung erzeugt wurden und werden zu Minorätsladungsträgern nachdem sie den p-n-Übergang in das komplementäre Gebiet überquert haben.
Für die Ladungsdichte wird angesetzt:

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & für \quad x < -d_p \\ -eN_A & für \quad -d_p < x < 0 \\ +eN_D & für \quad 0 < x < d_n \\ 0 & für \quad x > d_n \end{cases} \tag{2.5}$$

N_A und N_D stellen die Akzeptor- und Donatorkonzentrationen dar.

Elektrische Feldstärke und Potential lassen sich durch ein- bzw. zweimaliges Integrieren der Poissongleichung mit geeigneten Randbedinungen berechnen:

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \tag{2.6}$$

Die elektrische Feldstärke verschwindet am Rand der Raumladungszonen. Das Potential wird am Rande der p-Seite zu null gesetzt. d_n und d_p sind die Breiten der verarmten Zonen. Mit $E(d_n) = E(-d_p) = 0$ ergeben sich für die Feldstärken:

$$\begin{aligned} E_D(x) &= -\frac{dV_D(x)}{dx} = \frac{eN_D}{\varepsilon}(x - d_n) \\ E_A(x) &= -\frac{dV_A(x)}{dx} = -\frac{eN_A}{\varepsilon}(x + d_p) \end{aligned} \tag{2.7}$$

Mit $V_A(-d_p) = 0$ und der Stetigkeitsbedingung $V_A(0) = V_D(0)$ gilt:

$$\begin{aligned} V_A(x) &= \frac{eN_A}{\varepsilon}\Big(\frac{x^2}{2} + d_p x + \frac{{d_p}^2}{2}\Big) \\ V_D(x) &= \frac{eN_D}{\varepsilon}\Big(-\frac{x^2}{2} + d_n x\Big) + \Big(\frac{eN_A}{\varepsilon}\frac{{d_p}^2}{2}\Big) \end{aligned} \tag{2.8}$$

Die gesamte Potentialdifferenz zwischen den Rändern der Raumladungszone ergibt sich zu:

$$V_{ges} = V_D(d_n) = \frac{e}{\varepsilon}\left(\frac{N_D d_n^2}{2} + \frac{N_A {d_p}^2}{2}\right) = V_{diff} \tag{2.9}$$

Sie heißt Diffusionsspannung. Weiter gilt Ladungsneutralität:

$$N_D d_n = N_A d_p \tag{2.10}$$

Mit den Gleichungen 2.9 und 2.10 lassen sich nun die Breiten der verarmten Zonen berechnen. Es ergeben sich:

$$d_n = \sqrt{\left(\frac{2\varepsilon V_{diff}}{e}\frac{N_A/N_D}{N_A+N_D}\right)} \tag{2.11}$$
$$d_p = \sqrt{\left(\frac{2\varepsilon V_{diff}}{e}\frac{N_D/N_A}{N_A+N_D}\right)}$$

Abbildung 2.6 faßt die Schottkynäherung und die Ergebnisse zusammen.

2.3 Der Silizium-Streifendetektor

Ein einseitiger Silizium-Streifendetektor besteht aus einem n-dotierten Siliziumsubstrat, in welchem an einer Seite stark p-dotierte (p^{++}) Streifen implantiert wurden. Sie bilden die p-n-Übergänge des Detektors. Eine Schicht des Isolators SiO_2 trennt die sich an der Oberfläche befindenden Aluminiumstreifen von den Implantaten. Der Detektor wird über diese Aluminiumstreifen ausgelesen. Die Isolationsschicht bewirkt eine kapazitive Kopplung zwischen Auslesestreifen und Implantaten. Auf der Rückseite des Detektors befindet sich eine n^{++}-Schicht, an die eine Aluminiumschicht angrenzt. Abbildung 2.7 zeigt das Schema eines solchen Detektors. Zwischen den p^{++}-Streifen und der Rückseite des Detektors wird eine Spannung angelegt. Die Implantate werden über Biaswiderstände so auf ein Potential gelegt, daß die p-n-Übergänge der Streifen in Sperrichtung betrieben werden. Das Gebiet um den p-n-Übergang verarmt zuerst an freien Ladungsträgern. Die Raumladungszone bildet sich. Mit Erhöhung der Spannung dehnt sie sich so lange aus, bis die Rückseite erreicht wird und der ganze Detektor depletiert ist. Für einen n-dotierten Detektor gilt wie für eine asymmetrische Diode:

$$N_A >> N_D \Rightarrow d_n >> d_p, \tag{2.12}$$

Der p-n-Übergang ist also stark asymmetrisch. Für die Tiefe des verarmten Bereiches gilt:

$$d_n \simeq \sqrt{\frac{2\varepsilon}{eN_D}V_{Diff}} \tag{2.13}$$

Die Diffusionsspannung läßt sich in dieser Näherung ausdrücken als:

$$V_{Diff} \simeq \frac{e}{2\varepsilon}N_D {d_n}^2 \tag{2.14}$$

Überlagert man der Diffusionsspannung eine Spannung in Sperrichung der Diode so erhält man die Depletionsspannung:

$$V_{dep}(x) \simeq \frac{e}{2\varepsilon}N_D x^2 \tag{2.15}$$

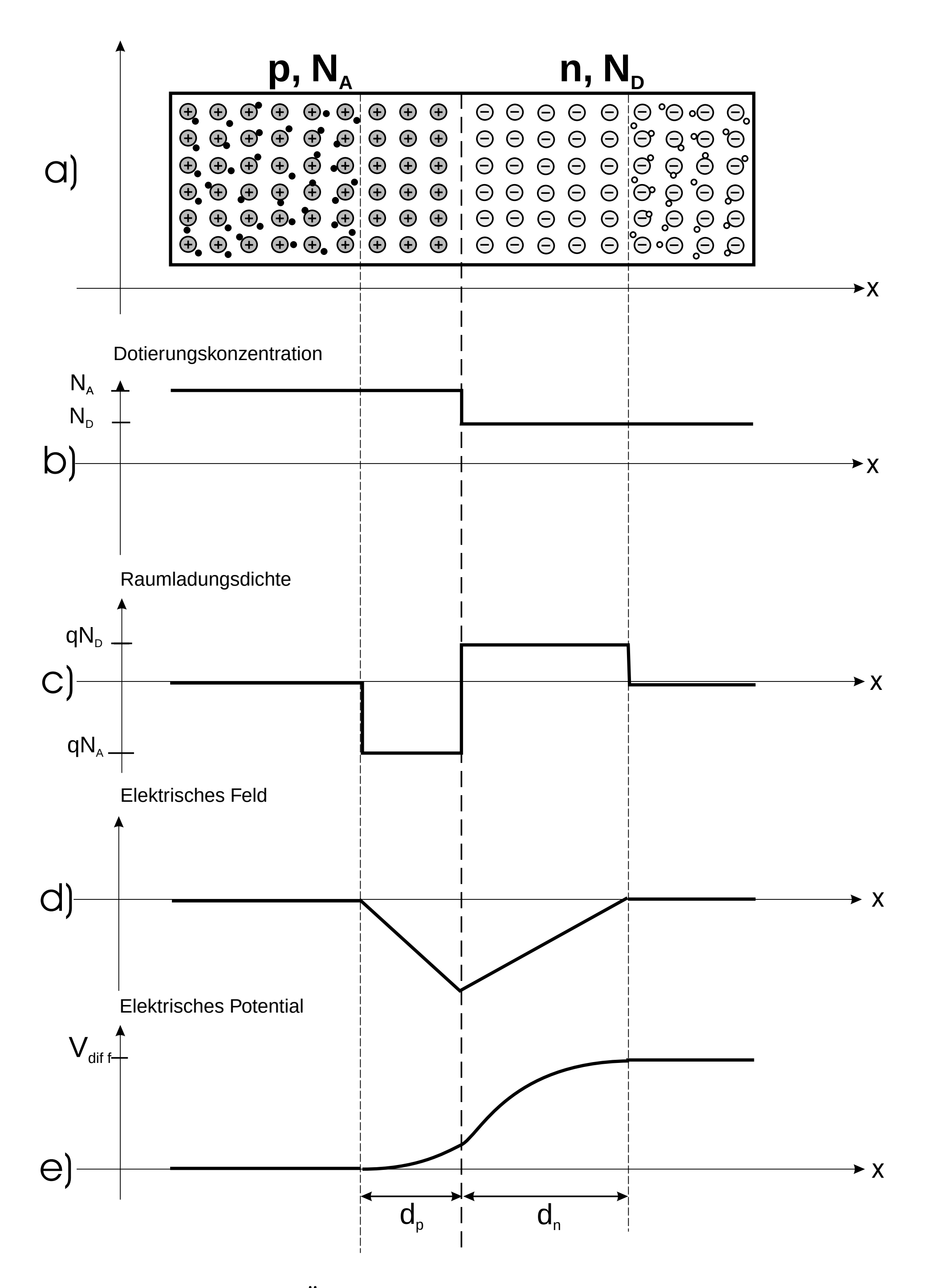


Abbildung 2.6: Der p-n-Übergang.
Das Schema einer asymmetrischen Diode (a), Ihre Dotierungskonzentrationen (b), ihre Raumladungsdichte (c), ihr elektrisches Feld (d) und ihre elektrisches Potential (e) werden dargestellt.

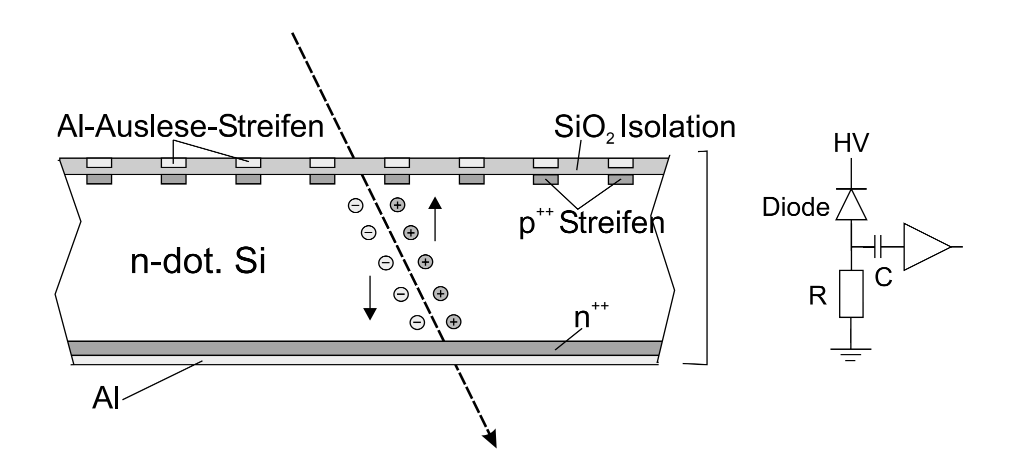


Abbildung 2.7: Schema eines einseitigen Silizium-Streifendetektors.
Der Detektor besteht aus einem n-dotierten Halbleiter, an dessen Oberseite p^{++}*-Implantate eingebracht sind. Auf der Unterseite befindet sich eine* n^{++} *Schicht. Die Auslesestreifen sind durch den Isolator* SiO_2 *kapazitiv an die Implantate gekoppelt. Ein eindringendes Teilchen erzeugt Elektron-Loch-Paare, welche aufgrund eines angelegten elektrischen Feldes zu den entsprechenden Elektroden driften. Rechts ist das Ersatzschaltbild des Detektors zu sehen.*

Der Detektor ist vollständig depletiert, wenn die Raumladungszone sich über die ganze Dicke D des Detektors erstreckt:

$$V_{fd}(D) \simeq \frac{e}{2\varepsilon} N_D D^2 \tag{2.16}$$

Diese Gleichung bietet die Möglichkeit bei gegebener Dicke D des Detektors und gemessener voller Depletionsspannung V_{fd}[2], die Dotierungsdichte N_D zu bestimmen. Bei der Entwicklung von Detektoren ist man bestrebt eine möglichst geringe volle Depletionsspannung zu erreichen. Es ist offensichtlich, daß dies nur mit einer geringen Dotierungsdichte N_D erreicht wird.
Eine geringe Dotierung ist mit einem hohen spezifischen Widerstand gleichzusetzen:

$$\rho = \frac{1}{e N_D \mu} \tag{2.17}$$

Um die volle Depletionsspannung eines Detektors zu messen, greift man auf eine Kapazitätsmessung zurück. Die depletierte Schicht des p-n-Übergangs wirkt wie ein Plattenkondensator. Mit der Oberfläche A des Substrats und einer angelegten Spannung V_{dep} gilt:

$$\frac{C_{bulk}}{A} = \frac{\varepsilon}{D} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\mu\rho V_{dep}}} \tag{2.18}$$

$$\frac{C_{bulk}}{A} = \begin{cases} \sqrt{\frac{q\varepsilon|N_D|}{2V_{dep}}} & V_{dep} \leq V_{fd} \\ \frac{\varepsilon}{D} & V_{dep} > V_{fd} \end{cases} \tag{2.19}$$

[2]fd: (engl.) full depletion

Aus dieser Messung ist die vollständige Depletionsspannung V_{fd} direkt abzulesen. Mit zunehmender Spannung nimmt die Dicke der Raumladungszone zu und die Kapazität ab. Ist der Detektor vollständig depletiert, bleibt die Dicke der Raumladungszone konstant. In doppeltlogarithmischer Auftragung erkennt man die Spannung V_{fd} als den Schnittpunkt zweier Geraden (siehe zum Beispiel Abbildung 3.7).

Läuft ein ionisierendes Teilchen durch den depletierten Bereich eines Halbleiterdetektors, so werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die aufgrund des elektrischen Feldes zu ihren korrespondierenden Elektroden wandern und durch die Drift im elektrischen Feld an den Elektroden ein Signal erzeugen. Ist ein Bereich des Detektors nicht depletiert, so werden zwar auch Elektron-Loch-Paare erzeugt, sie erfahren jedoch keine Drift, da in diesem Bereich kein elektrisches Feld anliegt und tragen deswegen nicht zur Signalerzeugung bei.

Zur Darstellung des Elektrischen Feldes und des Potentials im Si-Halbleiterdetektor werden in den Abbildungen 2.8 und 2.9 Tesca-Simulationen [Gaj92] gezeigt. Die Simulationen beschreiben eine Diode mit einer Dicke von $300\,\mu$m und einer Dotierungsdichte von $N_D = 6,43 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Die Implantatdicke beider Seiten beträgt $1\,\mu$m mit einer Dotierungsdichte von $N_{D,A} = 1 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Die Temperatur der Simulation beträgt $\mathrm{T} = 300\,\mathrm{K}$.
Weitere Informationen zu Tesca sind in der Diplomarbeit [Gra98] zu finden.

Weitere Komponenten eines Siliziumstreifendetektors

Biasring

Der Biasring ist der Hauptkontakt der den Detektor mit Spannung versorgt. Über die Biaswiderstände legt er die Implantate auf Potential. Der Biasring umrundet den Detektor, um allen Biaswiderständen die gleiche Spannung zur Verfügung zu stellen.

Biaswiderstände

Sie bestehen aus polykristallinem Silizium und haben typischerweise Widerstände im MΩ-Bereich.

Guardring

Der Guardring umrundet die ganze aktive Fläche des Detektors. Er dient dazu das Feld am Rande des Detektors zu formen um Randeffekte zu minimieren. Außerdem verhindert er hohe Leckströme an den Kanten des Detektors.

N-Seiten Isolation

Befinden sich die Auslesestreifen auf der n-Seite, ist es notwendig die n^{++}-Implantate voneinander zu isolieren: Eine Elektronenakkumulationsschicht am $Si - SiO_2$-Übergang kann die Streifen gegeneinander kurzschließen. Das Signal verbreitert sich über mehrere Streifen und verursacht somit einen Verlust der Auflösung. Indem die n^{++}-Streifen mit einer weiteren p^{++}-Schicht umgeben werden, wird die Elektronenakkumulationsschicht unterbrochen und die Isolation der Streifen zueinander ist wieder hergestellt.

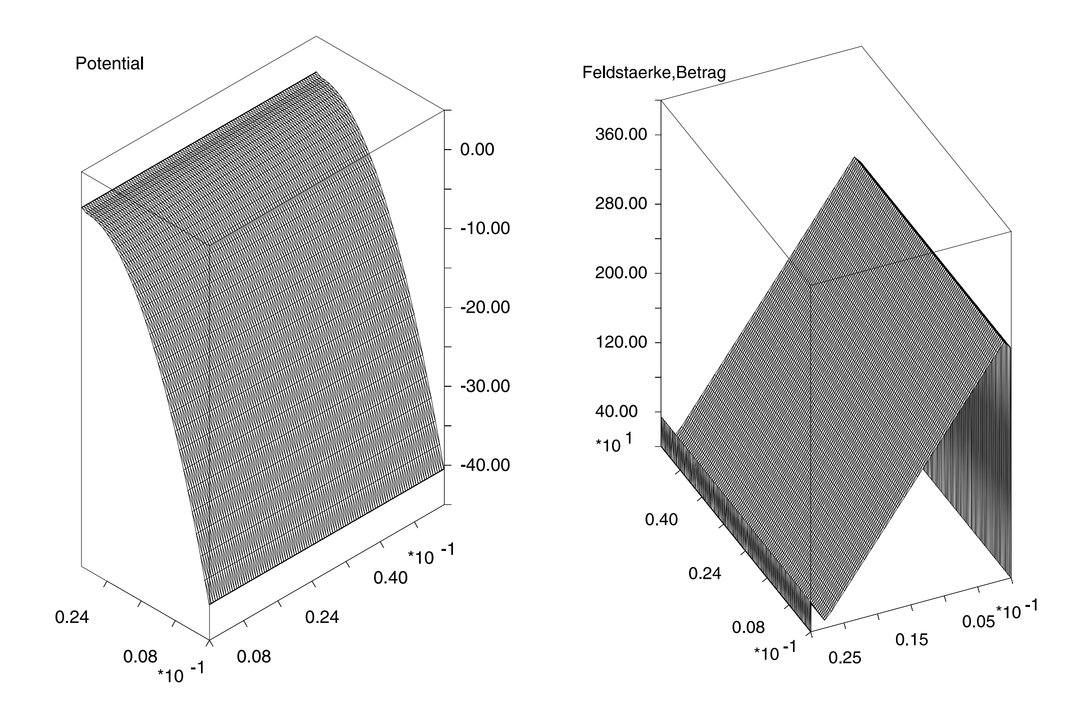


Abbildung 2.8: Elektrisches Feld und Potential in einer Siliziumdiode.
Eine Tesca-Simulation berechnet das Potential und das elektrische Feld bei voller Depletionsspannung in einer n-dotierten Halbleiterdiode. Die vollständige Depletionsspannung beträgt $V_{fd} = 40$ *V. Die Längeneinheiten sind in [cm] angegeben, das Potential in [V] und die elektrische Feldstärke in [V/cm].*

AC- und DC- Kopplung
Bisher wurden Detektoren mit kapazitiver Auslesekopplung beschrieben. Neben dieser AC-Kopplung gibt es auch Detektoren mit leitender Verbindung zwischen den Aluminiumstreifen und den Implantaten. Diese Kopplung wird DC-Kopplung genannt. Sie werden seltener verwendet, da hohe Leckströme des Detektors direkt in den Auslesechip fließen können und so den ladungsempfindlichen Verstärker in Sättigung bringen. Das Ersatzschaltbild eines DC-gekoppelten Detektors erhält man, indem die Kapazität in Abbildung 2.7 durch eine leitende Verbindung ersetzt wird. Eine Möglichkeit einen DC-gekoppelten Detektor zu verwenden und den Einfluß erhöhter Leckströme gering zu halten, ist die Verwendung von Auslesechips mit integrierten Kopplungskondensatoren an den Vorverstärkereingängen.

Charakteristische Meßgrößen

Die Qualität und die Eigenschaften eines Detektors lassen sich durch die folgenden Meßgrößen charakterisieren:

Die Depletionsspannung
Die Depletionsspannung dient dazu, den Detektor sensitiv für die Detektierung von Teilchen zu machen. Freie Ladungsträger werden aus dem Detektor entfernt und ein elektrisches Feld baut sich auf. Die Driftzeiten und Driftgeschwindigkei-

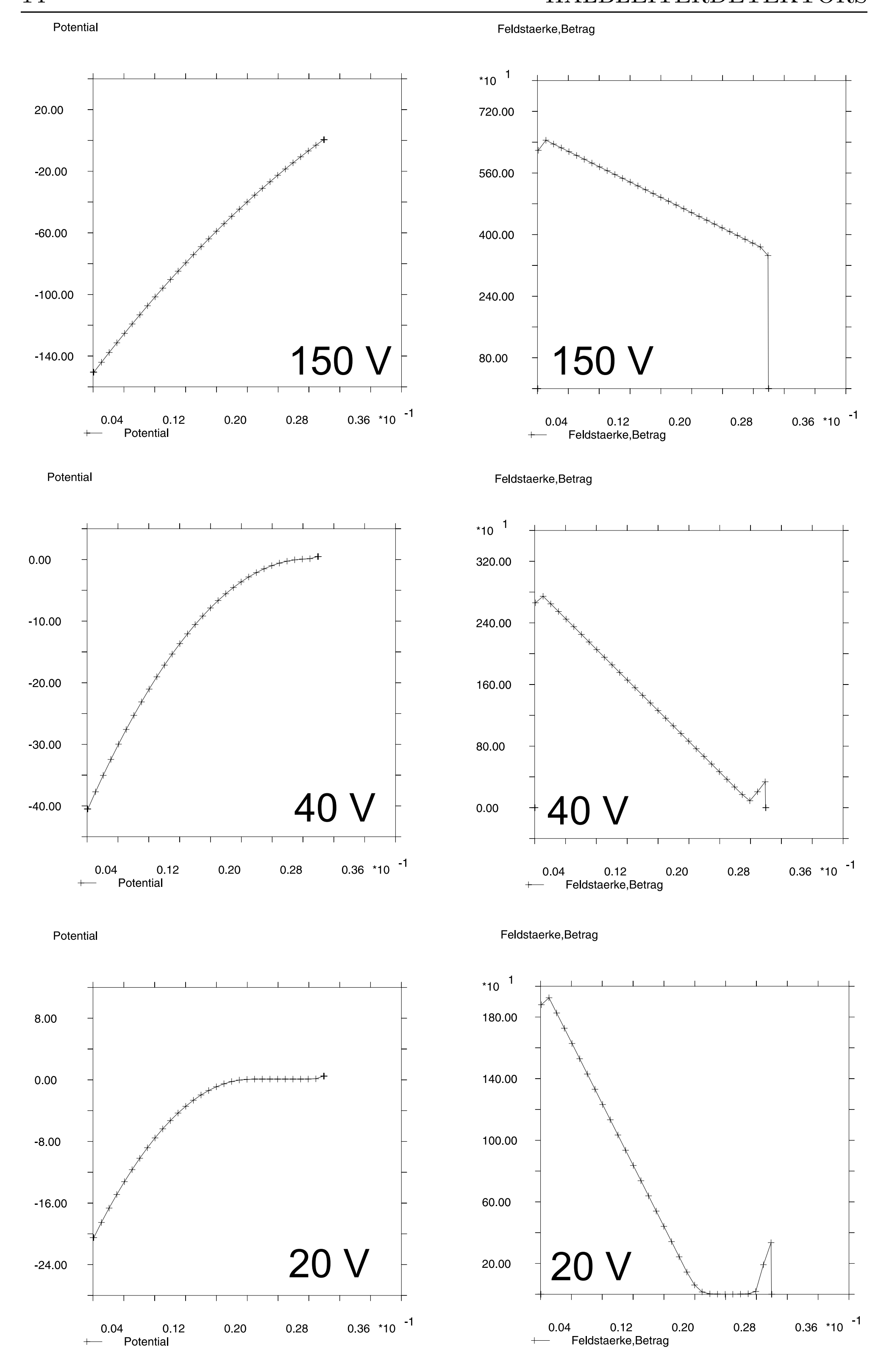


Abbildung 2.9: Elektrisches Feld und Potential bei Unter- und Überdepletion. *Bei Unterdepletion ergibt sich ein Bereich in der Diode, in der die elektrische Feldstärke verschwindet. Hier können keine Teilchen nachgewiesen werden. Die Diode depletiert zuerst am p-n-Übergang. Die Längeneinheiten sind in [cm] angegeben, das Potential in [V] und die elektrische Feldstärke in [V/cm].*

ten hängen hiervon ab. Dies beeinflußt die Ladungsverteilung im Detektor. Ein hohes elektrisches Feld führt zu einer schnellen Sammlung der Ladungsträger und einer örtlich lokalisierten Verteilung des Signals.

Der Leckstrom
Der Leckstrom des Detektors ist eine Hauptquelle des Rauschens im Auslesesystem. Er stammt von thermisch generierten Elektron-Loch-Paaren bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes. Er ist proportional zur depletierten Dicke eines Detektors. Deswegen gilt:

$$I_{Leck} \sim D \sim \sqrt{V_{dep}} \tag{2.20}$$

Nach Erreichen der vollständigen Depletion sollte der Leckstrom konstant sein. Ursache für einen erhöhten Leckstrom sind Störungen in der Kristallstruktur, die durch Verunreinigungen oder Strahlenschädigung hervorgerufen werden können. Im Bändermodell zeigt sich dies durch zusätzliche besetzbare Zustände in der Bandlücke.

Die Kopplungskapazität
Die Kopplungskapazität ist die Kapazität zwischen den Implantaten und den Auslesestreifen. Fehler in der SiO_2-Isolation können eine ohmsche Verbindung zwischen Implantat und Al-Auslesestreifen verursachen. Ein sogenanntes *Pinhole* entsteht.

Die Streifenkapazität
Diese Kapazität beinhaltet sowohl die Streifen-Streifen Kapazitäten als auch die Streifen-Rückseiten Kapazitäten eines Auslesestreifens. Dies ist die kapazitive Hauptlast des Auslesechips und stellt deswegen eine weitere Hauptquelle des Rauschens dar. Aus diesem Grund führen längere Streifen zu einem höheren Rauschen als kürzere.

Die Zwischenstreifenkapazität
Mit der Zwischenstreifenkapazität ist die kapazitive Streifen-Streifen Kopplung umschrieben. Sie ist eine Hauptursache des Rauschens im ladungsemfindlichen Verstärker des Auslesechips.

Weitere Informationen zur Evaluierung von Siliziumstreifendetektoren und ihren Fehlern findet man in [Har00].

2.4 Der Lorentzwinkel

Elektronen und Löcher werden im Magnetfeld von ihrer geraden Bahn abgelenkt. Bei Anwesenheit eines elektrischen und magnetischen Feldes wirken auf die Ladungsträger die Kräfte:

$$\vec{F} = e\vec{E} + e(\vec{v} \times \vec{B}) + m_e^* \frac{\vec{v}}{\tau} \tag{2.21}$$

Der erste Term beschreibt die resultierende Kraft aufgrund des elektrischen Feldes $\vec{E}$, der zweite Term gibt die Wirkung der Lorentzkraft an und der letz-

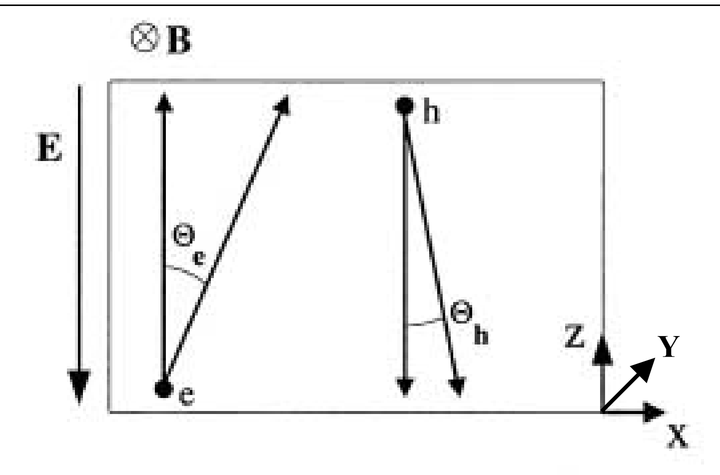


Abbildung 2.10: Wahl des Koordinatensystems für die Erklärung des Halleffektes. *Die y-Richtung und auch das Magnetfeld zeigen senkrecht in die Zeichenebene. Nach [Hei99].*

te Term beschreibt den Effekt von Relaxationsstößen mit der Relaxationszeit τ von Ladungsträgern der Geschwindigeit v im Kristall; m_e^* ist die effektive Masse. Das magnetische Feld lenkt die Ladungsträger senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung ab. Die Drift der Ladungsträger verläuft nicht mehr parallel zu den elektrischen Feldlinien, sondern unter einem Winkel zu diesen. Der Winkel heißt Lorentzwinkel. Abbildung 2.10 definiert ein Koordinatensystem für die folgenden Rechnungen. Das elektrische Feld zeigt in Richtung der x-Achse, das magnetische Feld zeigt in Richtung der y-Achse. Die Drift der Ladungsträger erfolgt in der x-z-Ebene. Die Lorentzkraft lenkt die Ladungsträger in x-Richtung ab. In einem räumlichen begrenzten Leiter macht sich dies durch den sogenannten *Halleffekt* bemerkbar. Er wird zum Beispiel verwendet um direkt die Ladungsträgerkonzentration und den Ladungsträgertyp[3] zu bestimmen. Ladungsträger werden durch das magnetische Feld von ihrer linearen Bahn entlang des elektrischen Feldes abgelenkt und sammeln sich an der räumlichen Grenze des Leiters. Dort bildet sich ein Feld aus, das der weiteren Ansammlung von Ladungsträgern entgegenwirkt - das Hallfeld E_H. Mit $j_z = \sigma E_z$ gilt:

$$E_x = R_H j_z B_y = R_H \sigma E_z B_y = \mu_H B_y E_z \tag{2.22}$$

wobei R_H der Hallfaktor, σ die Leitfähigkeit, j_z die Stromdichte und B_y die magnetische Flußdichte in den jeweiligen Richtungen darstellen. Die Hallmobilität μ_H ist definiert als

$$\mu_H = R_H \sigma \tag{2.23}$$

und unterscheidet sich von der Driftmobilität μ_D durch einen Faktor, den Hallstreufaktor r_H. Er ist temperaturabhängig und für Elektronen und Löcher verschieden.

[3]Unter der Voraussetzung, daß eine Ladungsträgerart dominiert

$$\mu_H = r_H \mu_D \tag{2.24}$$

Bildet man den Quotienten aus Hallfeld E_x und elektrischem Feld E_z, so erhält man den Hallwinkel:

$$tan(\theta_H) = \frac{E_x}{E_z} = \mu_H B_y = r_H \mu_D B_y \tag{2.25}$$

Betrachtet man ein Szenario ohne beschränkte Geometrie, wie zum Beispiel in einem Halbleiterdetektor, so kann sich das Hallfeld nicht aufbauen und der Ablenkung durch das Magnetfeld entgegenwirken. Es existiert also eine resultierende Kraft in x- und in z-Richtung. Unter Vernachlässigung des Stoßterms ergeben sich die Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} F_z &= m^* \dot{v}_z = -eE_z - ev_x B_y \\ F_x &= m^* \dot{v}_x = -eE_x + ev_z B_y \end{aligned} \tag{2.26}$$

Mit der komplexen Variablen $Z = v_z + iv_x$ lautet diese Gleichung:

$$\dot{Z} - i\frac{eB}{m^*}Z = -\frac{e}{m^*}(E_z + iE_x) \tag{2.27}$$

Gleichung 2.27 besitzt eine allgemeine Lösung. Über alle Stoßzeiten gemittelt ergibt sich:

$$\overline{Z} = \overline{v_z} + i\overline{v_x} = -\frac{e\tau}{m^*}\frac{1}{(1 - i\mu_H B_y)}(E_z + iE_x) \tag{2.28}$$

Als Real- und Imaginärteil ergeben sich die Geschwindigkeiten:

$$\begin{aligned} \overline{v_z} &= \frac{-\mu_H E_z + \mu_H^2 B_y E_x}{1 + \mu_H^2 B^2}, \\ \overline{v_x} &= \frac{-\mu_H E_x - \mu_H^2 B_y E_z}{1 + \mu_H^2 B^2} \end{aligned} \tag{2.29}$$

Wie schon angedeutet kann sich das Hallfeld E_x nicht aufbauen. Mit $E_x = 0$ ergibt sich der *Lorentzwinkel* als Verhältnis der Geschwindigkeiten:

$$tan(\theta_L) = \frac{\overline{v_x}}{\overline{v_z}} = \mu_H B_y = r_H \mu_D B = tan(\theta_H) \tag{2.30}$$

Der Lorentzwinkel θ_L ist in erster Näherung gleich dem Hallwinkel θ_H.

Für Löcher lauten die Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} F_z = m^* \dot{v}_z = eE_z + ev_x B_y \\ F_x = m^* \dot{v}_x = eE_x - ev_z B_y \end{aligned} \tag{2.31}$$

und es folgt:

$$\begin{aligned} \overline{v_z} &= \frac{\mu_H E_z + \mu_H^2 B_y E_x}{1 + \mu_H^2 B^2}, \\ \overline{v_x} &= \frac{\mu_H E_x - \mu_H^2 B_y E_z}{1 + \mu_H^2 B^2} \end{aligned} \tag{2.32}$$

Der Wert des Hallstreufaktor r_H ergibt sich aus der Boltzmann-Transporttheorie. Für kleine Magnetfelder mit der Bedingung $\mu_D B \ll 1$ ergibt sich der Hallstreufaktor zu:

$$r_H = \frac{< \tau^2 >}{< \tau >^2} \tag{2.33}$$

Weiterführende Darstellungen findet man in [See73, Bla85, Put86].

2.5 Abhängigkeit des Lorentzwinkels von Spannung und Temperatur

Nach Unterkapitel 2.4 läßt sich der Lorentzwinkel näherungsweise beschreiben als

$$tan(\theta_L) = r_H \mu_D B \tag{2.34}$$

Die Spannungsabhängigkeit des Lorentzwinkels ist aus Gleichung 2.34 nicht sofort ersichtlich. Betrachtet man jedoch Abbildung 2.11 so erkennt man eine Sättigung der Driftgeschwindigkeit mit dem elektrischen Feld.

Für kleine elektrische Felder gilt für die Geschwindigkeit der linerar Zusammenhang:

$$v_{n,p} = \mu_{n,p} E \tag{2.35}$$

Die Temperaturabhängigkeit des Lorentzwinkels steckt in den Faktoren r_H und μ_D. Abbildung 2.12 zeigt die Driftmobilität für Elektronen und Löcher bei verschiedenen Dotierungen in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei Temperaturen über T = 200 K und Dotierungskonzentrationen unter $N_D = 4 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} für Elektronen und $N_A = 10^{14}$ cm^{-3} für Löcher besteht der Zusammenhang [LB82]:

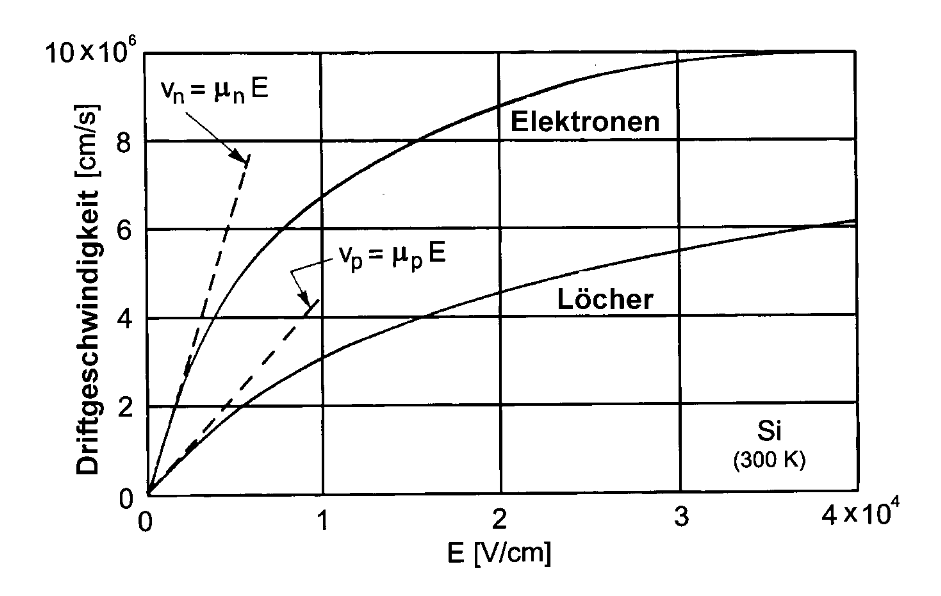


Abbildung 2.11: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld. *Die gestrichelte Linie stellt die lineare Näherung für kleine elektrische Feldstärken dar. Nach [Sze81].*

Elektronen:

$$\mu_n = 1,43 \cdot 10^9 \cdot T^{-2,42} \frac{cm^2}{Vs} \tag{2.36}$$

Löcher:

$$\mu_p = 1,35 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,20} \frac{cm^2}{Vs} \tag{2.37}$$

Für sinkende Temperaturen steigen die Driftmobilitäten an. Nach Gleichung 2.34 wächst der Lorentzwinkel.
Abbildung 2.13 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Hallfaktors. Für Elektronen sinkt er zwischen den Temperaturen von etwa 500 und 180 K auf einen Wert $r_H(180\,\mathrm{K}) \approx 1$ und für Löcher steigt er auf $r_H(180\,\mathrm{K}) \approx 0.8$.

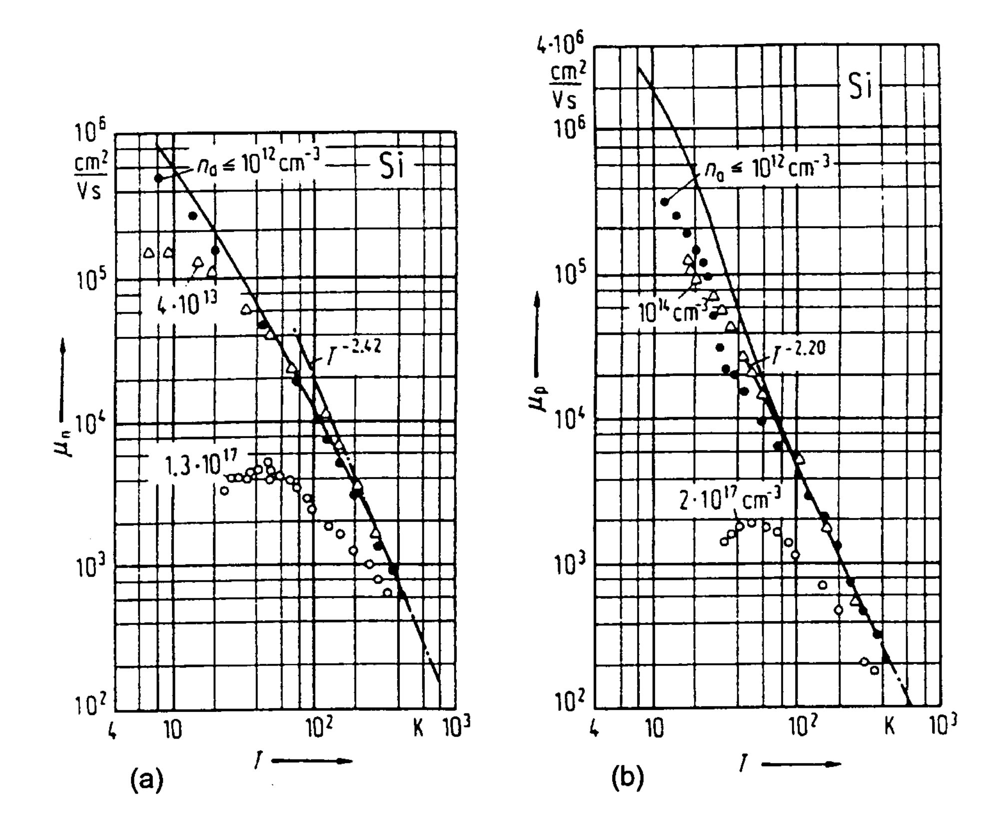


Abbildung 2.12: Die Driftmobilität bei verschiedenen Temperaturen.
Dargestellt ist der Verlauf für verschiedene Dotierungen. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der Theorie. Nach [LB82].

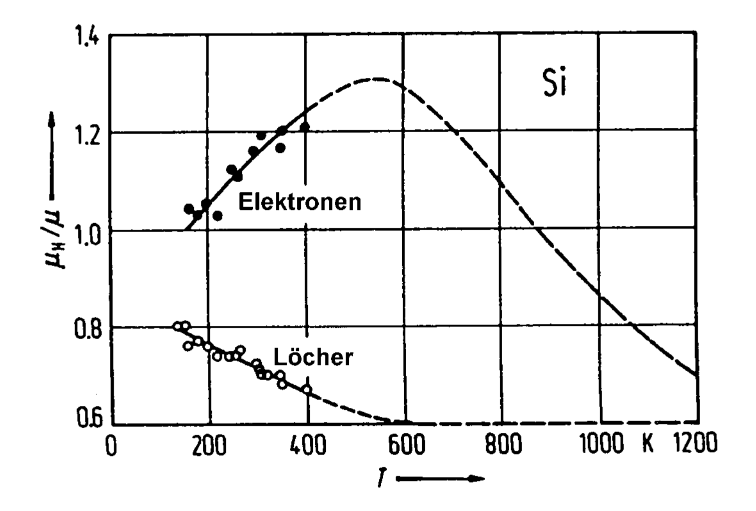


Abbildung 2.13: Der Hallfaktor in Abhängigkeit von der Temperatur.
Die Dotierungskonzentrationen betragen $N_D = 1,75 \cdot 10^{14}$ *oder* $2,1 \cdot 10^{15}$ *1/cm*^{3} *und* $N_A = 3,1 \cdot 10^{14}$ *oder* $7,0 \cdot 10^{14}$ *1/cm*^{3}*. Die durchgezogenen Linien zeigen theoretische Berechnungen. Nach [LB82].*

Kapitel 3

Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Wechselwirkungen von Teilchen und Licht mit Materie. Die daraus resultierenden mikroskopischen Schädigungen werden erwähnt und anhand zweier makroskopischer Größen, der Strom-Spannungs- und der Kapazität-Spannungs-Kennlinie aufgezeigt.

3.1 Wechselwirkung der Strahlung mit Materie

3.1.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Silizium

Geladene Teilchen verlieren aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung beim Durchqueren von Materie Energie. Gebundene Elektronen im Festkörper können in höher energetische Zustände angeregt oder ionisiert werden. Den Energieverlust für schwere geladene Teilchen beschreibt die *Bethe-Bloch-Gleichung*:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Zz^2e^4N_Am_i}{8\pi\varepsilon_0^2m_eE_{kin}M_A}\left[ln\left(\frac{4m_eE_{kin}}{\overline{I}m_i}\right)\right] \tag{3.1}$$

wobei Z die Ordnungszahl des Zielatoms, z die Ladungszahl des Teilchens, N_A die Avogadro-Konstante, m_i und E_{kin} die Masse und die kinetische Energie des Teilchens, ε_0 die elektrische Feldkonstante, m_e die Elektron-Ruhemasse, M_A die Molmasse des Zielmaterials und $\overline{I}$ die mittlere Ionisationsenergie ist.
Für Elektronen liefert folgende relativistische Gleichung eine gute Beschreibung:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Ze^4N_A}{8\pi\varepsilon_0^2m_ev^2M_A}ln\left(\frac{m_ev^2E_{kin}}{\overline{I}(1-\beta^2)} + f(\beta)\right) \tag{3.2}$$

mit v der Geschwindigkeit der Elektronen, $\beta = v/c$ und $f(\beta)$ einem relativistischen Korrekturfaktor. Eine Angabe der Reichweite ist für Elektronen nicht möglich, da sie Vielfachstreuungen mit großen Winkeln unterliegen [Sto94].

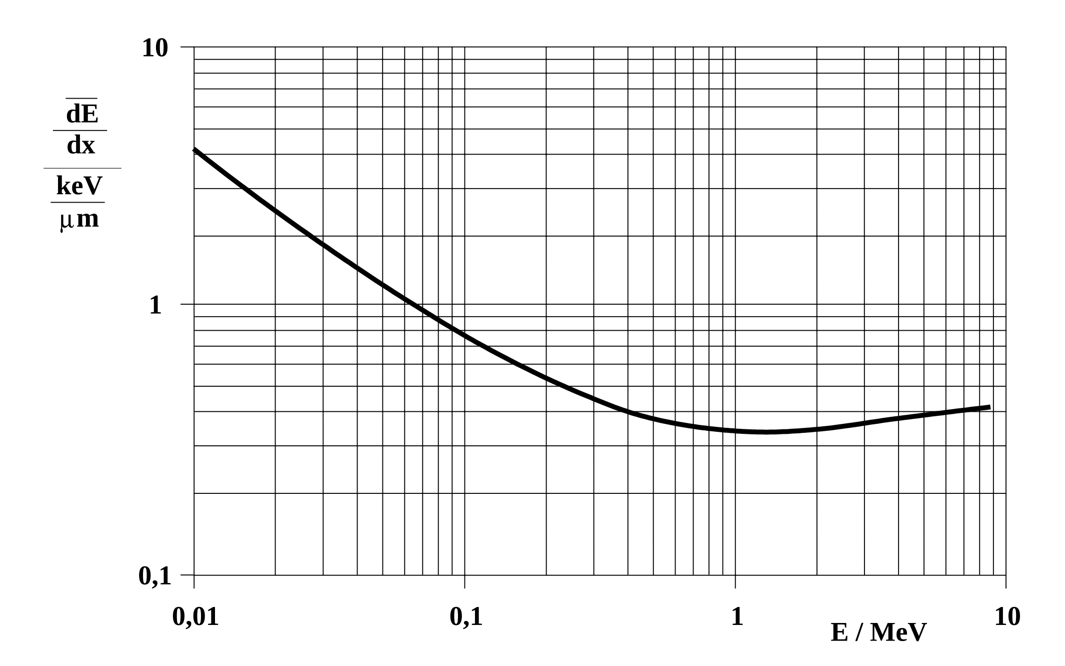


Abbildung 3.1: Energieverlust von Elektronen in Silizium
Der Energieverlust hat ein Minimum bei $E = 1,5\,MeV$. Dieses Minimum wird als Referenz zur Definition eines Minimal Ionizing Particle, kurz MIP, verwendet. Nach [Kuh69].

Abbildung 3.1 zeigt den Energieverlust von Elektronen in Silizium. Zu erkennen ist ein Minimum des Energieverlustes bei einer Energie von 1,5 MeV. Dieses Minimum wird als Referenz zur Definition eines *Minimal Ionizing Particle*, kurz MIP, verwendet.
Ungeladene Teilchen, wie zum Beispiel Neutronen können nicht über die elektromagnetische Wechselwirkung nachgewiesen werden. Sie werden über Streuung von Neutronen an Atomkernen und neutroneninduzierte Kernreaktionen detektiert.

3.1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Silizium

Licht wechselwirkt in Materie auf drei Arten. Man unterscheidet zwischen dem *Photoeffekt*, der *Comptonstreuung* und der *Paarbildung*:

Der *Photoeffekt* steht für die Absorption eines Photons im Atom unter gleichzeitiger Emission eines gebundenen Elektrons. Die Energie des emittierten Photons ist die Energie des einfallenden Photons abzüglich der Bindungsenergie des Elektrons im Atom. Die *Einstein-Gleichung* definiert die Energie des Elektrons zu $E_{kin} = \hbar\omega - E_{bind}$. Der freie Zustand im Atom wird unter Freisetzung der Bindungsenergie durch ein Photon wieder besetzt. Durch einen neuen Ionisationsprozess kann dieses Photon ein weiteres freies Elektron erzeugen, welches nachgewiesen werden kann.

Der *Comptoneffekt* ist die Streuung eines Photons an einem freien Elektron. Es gibt einen Teil seiner Energie an das Elektron ab und wird unter einem Winkel abgelenkt.

Die *Paarbildung* stellt die Möglichkeit für ein Photon dar, in ein Elektron-Positron-Paar zu zerfallen. Aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung tritt dieser Effekt nur im elektromagnetischen Feld eines Atoms auf: Ein Photon kann nicht gleichzeitig seine ganze Energie und seinen ganzen Impuls auf das Elektron-Positron-Paar übertragen. Bei vollständiger Energieübertragung ist der Impuls des Paares kleiner als der des Photons. Der überschüssige Impuls kann bei Anwesenheit eines geladenen Teilchens auf dasselbe übergehen.

Im reinen Silizium Kristall befinden sich in der Bandlücke keine einnehmbaren Energiezustände. Sie hat eine Größe von $E_G = 1,12\,\mathrm{eV}$. Da es nicht nur Übergänge von Valenzbandkante zu Leitungsbandkante gibt, sondern auch Übergänge aus Zuständen innerhalb des Valenzbandes in Zustände innerhalb des Leitungsbands, ist die mittlere Energie, die bei der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares aufgewendet wird größer. Zusätzlich ist Silizium ein indirekter Halbleiter. Zur Anregung eines Elektrons aus dem Valenzband mit minimaler Energie muß es Impuls aus dem Gitter aufnehmen. Dieser Prozess ist unterdrückt. Befindet sich das Elektron nach der Anregung in der Mitte des Leitungsbandes, so gibt es unter Emission von Phononen Energie ab und wandert zur Leitungsbandkante. Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars in Silizium beträgt $\overline{E} = 3,6\,\mathrm{eV}$.

Die Intensität des Photonenflusses zeigt einen exponentiellen Verlauf. Mit dem Photonenfluß zu Beginn Φ_0, dem Fluß der Photonen $\Phi(x)$ in der Tiefe x und dem Absorptionskoeffizient α für Licht in Silizium gilt:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\alpha x} \tag{3.3}$$

Aus der Gleichung

$$\Lambda = \frac{1}{\alpha} \tag{3.4}$$

läßt sich die Eindringtiefe Λ berechnen. Abbildung 3.2 zeigt den Absorptionskoeffizienten von Silizium. Er ist abhängig von der Wellenlänge und von der Temperatur. Nach unten ist das Absorptionsspektrum durch die *Absorptionskante* begrenzt.

Die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten läßt sich durch den Einfluß des interatomaren Abstands der Gitteratome auf die Bandlücke erklären. Quantenmechanische Berechnungen [Sap95] unter Verwendung von *Fermis goldener Regel* zeigen, daß der Absorptionskoeffizient von der Differenz zwischen der Energie des einfallenden Lichts und der Breite der Bandlücke

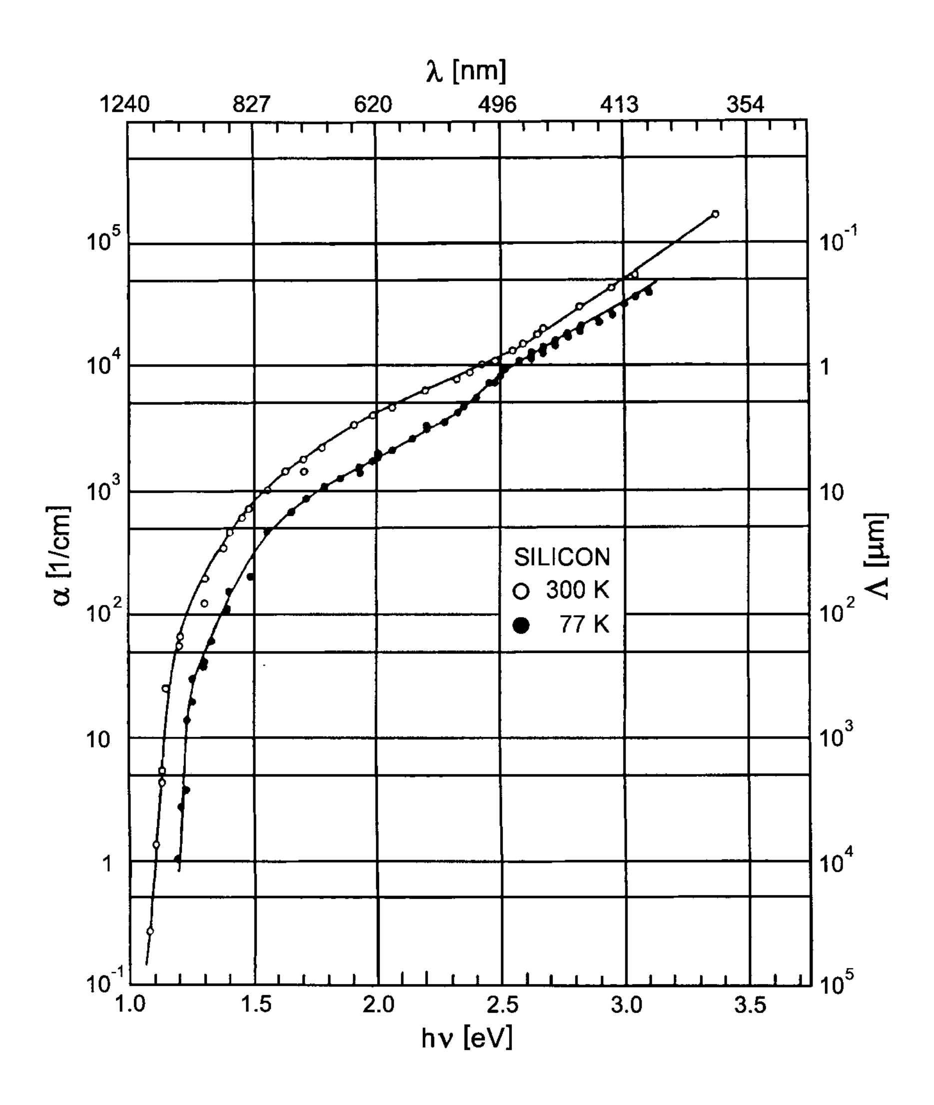


Abbildung 3.2: Absorptionskonstante von Silizium.
Der Absorptionskoeffizient von Licht in Silizium wird dargestellt in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei den Temperaturen T = 77 K und T = 300 K. Nach [Das55].

abhängt. Es gilt innerhalb einer Größenordnung:

$$\alpha(cm^{-1}) = 4 \cdot 10^4 \sqrt{(h\nu - E_g)(eV)} \tag{3.5}$$

Die Bandlücke E_g wiederum ist abhängig vom interatomaren Abstand der Siliziumatome, insbesondere vom quantenmechanischen Wechselwirkungsterm $< \phi \mid V \mid \phi' >$ benachbarter sp^3-Orbitale. Diese Terme sind negativ, da das Potential anziehend wirkt. Es gilt:

$$E_g = -2 < \phi \mid V \mid \phi' > -(E_p - E_s) \tag{3.6}$$

wobei ϕ und ϕ' benachbarte sp^3-Wellenfunktionen und E_p und E_s Energieeigenwerte der s- und p-Wellenfunktionen in Silizium darstellen. Wird also die

Temperatur kleiner, wird der zwischenatomare Abstand größer und damit der Wert des Interaktionsterms der Wellenfunktionen. Folglich vergrößert sich die Bandlücke.

3.2 Strahlenschädigungen

In neueren Experimenten ist ein Halbleiterdetektor immens hohen Strahlendosen ausgesetzt. Dies führt unweigerlich zu einer Schädigung und damit zu einer Verschlechterung seiner Leistungsfähigkeit. Im Experiment CMS des LHC erwartet man bis zu $10^{15}\,\text{n/cm}^2$ (1 MeV) Äquivalentdosis für die Vertexdetektoren nach 10 Jahren Laufzeit. Ein bestrahlter Detektor weist eine Verminderung der Ladungssammlungseffizienz und einen großen Leckstrom auf. Der hohe Leckstrom ist eine Quelle hohen Rauschens. Beide Faktoren führen zu einer Senkung des Signal-zu-Rausch Verhältnisses.
Klassifiziert man die Strahlungsschädigungen im Detektor, so unterscheidet man zwischen *Oberflächen-* und *Volumendefekten.*

Volumendefekte
Der Energieverlust geladener Teilchen erfolgt zum einen Teil über Ionisation, zum anderen Teil über die Bildung von Defekten im Kristall. Neutronen wechselwirken nicht über die Rutherfordstreuung, weil sie ungeladen sind. Da sie durch elastische Streuung an Atomkernen einen beträchtlichen Energieübertrag leisten, tragen sie dennoch signifikant zur Stahlenschädigung bei. Da der Vorgang der Ionisation im Halbleiter ein reversibler Vorgang ist, trägt nur die Bildung von Defekten zur Schädigung des Detektors bei. Ein Maß hierfür ist der *Non Ionizing Energy Loss* (NIEL). Der NIEL-Hypothese liegt die Annahme zugrunde, daß die Schädigung linear mit dem nicht ionisierenden Energieverlust verläuft.

Um die Schädigung verschiedener Teilchenarten bei unterschiedlichen Energien und Flüssen vergleichen zu können, führt man den Härtefaktor κ ein. Er normiert die Schädigung eines Flusses von Teilchen Φ mit dem teilchenabhängigen Schädigungswirkungsquerschnitt $D(E)$ auf die Schädigung von Neutronen der Energie 1 MeV des gleichen Flusses. Der Schädigungswirkungsquerschnitt von Neutronen bei 1 MeV Energie ist $D(E_n = 1\,\text{MeV}) = 95\,\text{MeVmb}$.

$$\kappa = \frac{\int D(E)\Phi(E)dE}{D(E_n = 1\,MeV) \cdot \int \Phi(E)dE} \tag{3.7}$$

Der Äquivalentfluß Φ_{eq} läßt sich dann wie folgt berechnen:

$$\Phi_{eq} = \kappa \cdot \int \Phi(E)dE \tag{3.8}$$

Der normierte Schädigungswirkungsquerschnitt $D(E)/D(E_n = 1\,\text{MeV})$ ist in Abbildung 3.3 aufgetragen. Für monoenergetische Protonen der Energie

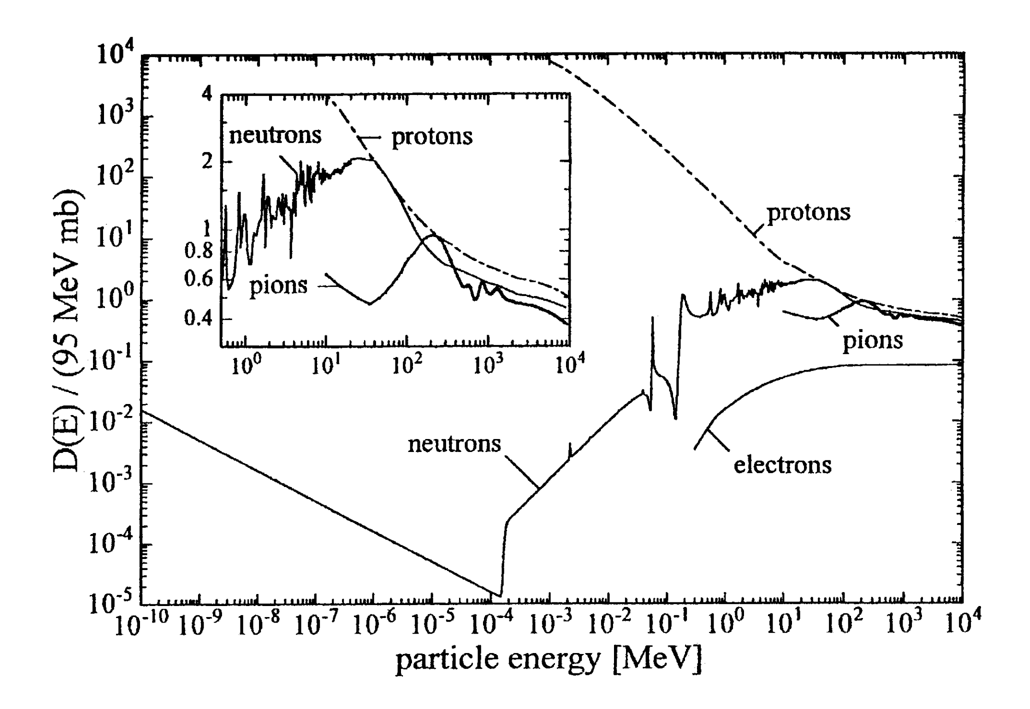


Abbildung 3.3: Non Ionizing Energy Loss (NIEL).
Aufgetragen ist der nicht ionisierende Energieverlust über der Teilchenenergie. Nach [Mol99].

$E_p(21\,\mathrm{MeV})$ läßt sich der Äquivalentfluß berechnen zu:

$$\Phi_{eq} = \frac{D(E)}{D(E_n = 1\,MeV)} \cdot \Phi = 2,8 \cdot \Phi \tag{3.9}$$

Mikroskopische Schädigungen im Volumen des Detektors werden in zwei Kategorien unterteilt: *Punktdefekte* und *Cluster*.
Punktdefekte sind Verlagerungen einzelner Atome im Gitter. Der Energieübertrag auf den Stoßpartner muß hierbei größer sein, als die Versetzungsgrenzenergie von 25 eV [Mol99]. Punktdefekte sind zum Beispiel Si-Zwischengitteratome (interstitials), die daraus resultierenden Leerstellen (vacancies), und eine Kombination von beiden: Das Fehlstellen-Interstitions-Paar - der Frenkeldefekt. Verunreinigungen mit Sauerstoff und Kohlenstoff, die bei der Herstellung des Siliziumkristalls eingebaut werden, können mit den Primärdefekten reagieren. Sauerstoff und auch Dotierungsatome, wie Bohr und Phosphor, gehen mit Leerstellen Verbindungen ein. Es entstehen die (V-0), (V-B) und auch die (V-P) Defekte. Agglomerationen von Punktdefekten bilden die sogenannten Cluster.
Defekte bilden Energiezustände innerhalb der Bandlücke. Sie können Ladungsträger einfangen, welche dann nicht mehr zur Signalbildung beitragen können. Diese Zustände werden *traps*[1] genannt.

[1]trap: (engl.) Falle

Eine Folge der oben beschriebenen Defektbildung ist die Veränderung der effektiven Dotierung N_{eff}. Durch Bestrahlung von n-dotierten Detektoren werden Akzeptoren erzeugt, die die ursprüngliche effektive Dotierung sinken lassen bis der Halbleiter intrinsisch wird. Weitere Bestrahlung führt dazu, daß die effektive Dotierung wieder zunimmt, aus dem n-dotierten Detektor allerdings ein p-dotierter wird. Dies ist die *Typinversion.* Abbildung 3.4 zeigt die effektive Dotierung eines hochohmigen Halbleiters in Abhängigkeit des Strahlungsflusses von 1 MeV Neutronen.

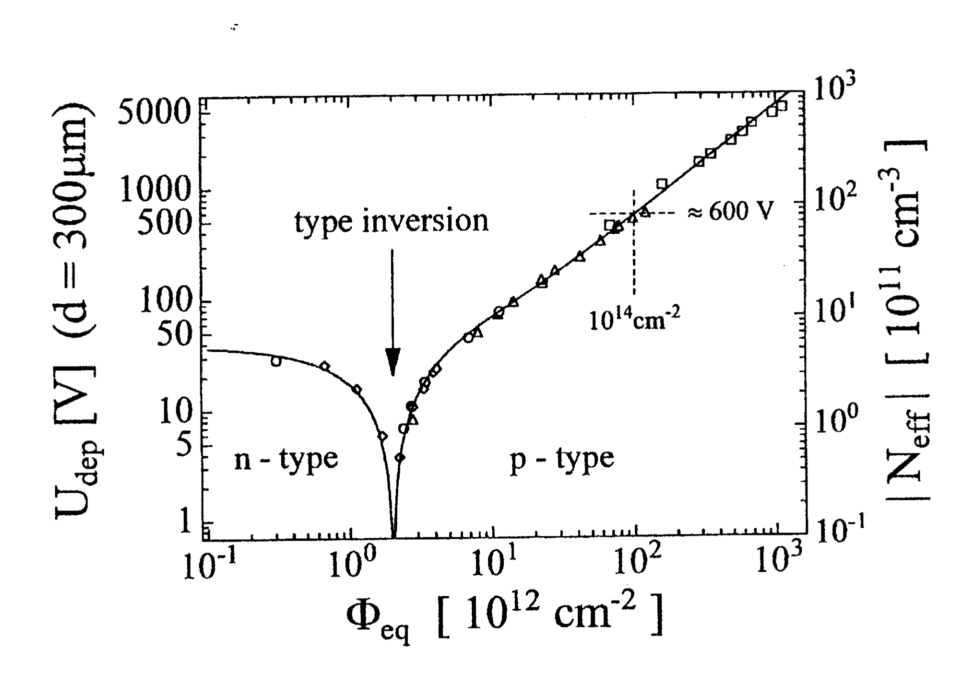


Abbildung 3.4: Effektive Dotierungsdichte der Teststrukturen
Der Betrag der effektiven Dotierungsdichte eines Detektors sinkt mit dem Strahlungsfluß und steigt nach der Typinversion wieder an. Nach [Mol99].

Oberflächendefekte
Im Gegensatz zu Volumendefekten entstehen Oberflächendefekte nicht durch den nicht ionisierenden Energieverlust, sondern durch die Ionisierung von Ladungsträgern in Siliziumdioxid (SiO_2). Die Bandlücke in SiO_2 beträgt 8,8 eV. Ein Teil der Ladungsträger rekombiniert wieder, der andere wandert im elektrischen Feld zu den Elektroden. Hierbei können Löcher an der $SiO_2 - Si$ Grenzschicht in tiefen Grenzflächenzuständen gefangen werden und sie aufladen. Es resultiert eine Bandverbiegung. Ein Maß für diese Bandverbiegung ist die Flachbandspannung U_{FB}. Sie muß angelegt werden, um die Bandverbiegung aufzuheben. Mit steigender Schädigung wird sie größer. Eine weitere Folge von Oberflächenladungen ist ein reduzierter Zwischenstreifenwiderstand.

Strahlenschädigungen lassen sich anhand makroskopischer Größen nachweisen:

- *Erhöhung des Leckstroms.*
  Strahlungsinduzierte Energiezustände in der Bandlücke vereinfachen die thermische Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Sie erhöhen die Leitfähigkeit. Bei sehr starker Bestrahlung ändert sich die Kennlinie der Diode und ähnelt der eines ohmschen Widerstands. Die thermische Erzeugung von Elektron-Loch-Paare ist temperaturabhängig. Mit sinkender Temperatur fällt der Leckstrom stark ab.

- *Dotierungsinversion*
  Wie oben beschrieben verschiebt sich die effektive Dotierung von einem n-dotierten Halbleiter in Richtung eines p-dotierten. Die Sperrichtung des Detektors bleibt dieselbe, da sich die Diode von der $n - p^{++}$ (nach Bestrahlung: $p-p^{++}$) zur $n^{++}-n$ (nach Bestrahlung: $n^{++}-p$) Grenzschicht verschiebt.

- *Erhöhung der Depletionsspannung*
  Wie oben beschrieben, ändert sich die effektive Dotierung des Detektors. Bis zum Punkt der Typinversion sinkt die Depletionsspannung, steigt danach jedoch wieder stark an.

- *Signalverbreiterung*
  Aus der Verschlechterung der Zwischenstreifenisolierung folgt eine Verbreiterung des Signals. Die Ortsauflösung wird schlechter.

- *Verringerung der Ladungssammlungseffizienz*
  Durch die Existenz der oben beschriebenen *traps* sinkt die Signalhöhe. Erzeugte Ladungsträger werden in diesen Energiezuständen gefangen und tragen nicht mehr zur Signalbildung bei.

Nach der Bestrahlung ist das Verhalten der Detektoren keineswegs zeitlich konstant. Es folgt die Phase des *Annealings*[2] und daraufhin die Phase des *Reverse-Annealings*. In der Phase des *Annealings* beobachtet man ein Sinken der Depletionsspannung für typinvertierte Detektoren ($N_{eff} < 0$) und ein Steigen der Depletionsspannung für nicht typinvertierte Detektoren ($N_{eff} > 0$). Dies wird interpretiert als ein Steigen der effektiven Dottierungskonzentration N_{eff}. Das Verhältnis von Akzeptoren zu Donatoren wird kleiner.
Beim *Reverse-Annealing* zeigt ein Detektor das entgegengesetzte Verhalten. Das Verhältnis von Akzeptoren zu Donatoren wird größer.

Die RD39-Kollaboration sucht nach Möglichkeiten die schlechten Einflüße der Bestrahlung zu unterdrücken. Hierzu werden Halbleiterdetekoren auf kryogene Temperaturen gekühlt und betrieben. Durch die verringerte Umgebungstemperatur sinkt der Leckstrom und die Ladungssammlungseffizienz

[2] to anneal: (engl.) ausheilen

steigt. Man beobachtet ein Maximum der Ladungssammlungseffizienz bei etwa 130 K. Dies ist der *Lazarus-Effekt*. Bei der Erklärung des Effektes geht man davon aus, daß es möglich ist, tiefe Störstellen einzufrieren. Sie werden mit Ladungsträgern gefüllt, geben diese jedoch aufgrund der niedrigen thermischen Energie der Umgebung nicht oder erst verzögert wieder ab und werden deshalb inaktiv.

Eine Erklärung des Lazaruseffektes findet man in den Publikationen der RD39-Kollaboration oder in [Jun00]. Weitere Informationen zu Strahlenschädigungen und ihren Konsequenzen sind in [Wun92] und [Mol99] zu finden.

3.3 Messungen an den Hera-B Teststrukturen

Für die Lorentzwinkelmessungen wurden vom Max-Planck-Institut München Hera-B Teststrukturen zur Verfügung gestellt. Ihr Aufbau wird im Kapitel des Versuchsaufbaus der Lorentzwinkelmessungen beschrieben. Die Teststrukturen wurden im Forschungszentrum Karlsruhe mit mononergetischen Protonen der Energie $E_p = 21$ MeV unterschiedlichen Flusses bestrahlt. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die im Folgenden verwendeten Bezeichnungen, den Bestrahlungsfluß und den Äquivalentfluß.

Detektor	$\Phi(E_p = 21\,MeV)\,[\frac{p}{cm^2}]$	$\Phi_{eq}(E_n = 1\,MeV)\,[\frac{n}{cm^2}]$
KAI	$1 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^{13}$
KAII	$3,6 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{14}$
KAIII	$1 \cdot 10^{14}$	$2,8 \cdot 10^{14}$
KAVI / KAVIII	-	-

Tabelle 3.1: Die Strahlendosis der Hera-B Teststrukturen. *Die Namen der Teststrukturen, der Bestrahlungsfluß Φ von 21 MeV Protonen und der Äquivaltenfluß Φ_{eq} von 1 MeV Neutronen werden angegeben.*

Die Teststrukturen wurden auf ihr Strom-Spannungs- und ihr Kapazität-Spannungs-Verhalten getestet. Dabei wurden jeweils die Biasringe der Vorder- und der Rückseite kontaktiert und verschiedene Spannungen angelegt. Die Guardringe wurden auf kein definiertes Potential gelegt. Bei der Messung der Strom-Spannungskennlinie kam ein Keithley 6517A zum Einsatz. Die Kapazitätskennlinie wurde mit einem Hewlett-Packard 4274A aufgenommen. Abbildung 3.5 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie des unbestrahlten Detektors KAVI. In Abbildung 3.6 ist der Leckstrom in Abhängigkeit des Bestrahlungsflusses zu sehen. Das wurzelförmige Verhalten der Kennlinie ist gut zu beobachten. Mit dem Bestrahlungsfluß steigt der Leckstrom stark an.

Abbildung 3.7 zeigt die Kapazität der Detektoren als Funktion der Spannung. Wie aus Gleichung 2.15 zu ersehen, erwartet man in der doppeltlogarithmischen Darstellung ein Sinken der Kapazität mit wachsender Depletionsspannung. Ist der Detektor vollständig depletiert, wird ein konstanter Verlauf der

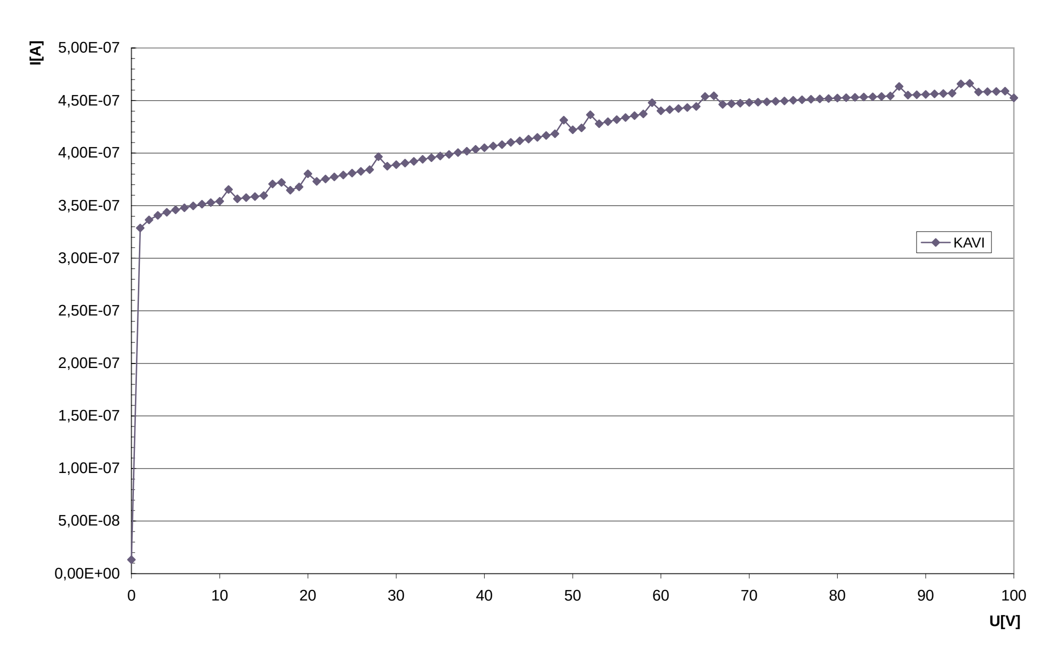


Abbildung 3.5: Leckstrom des unbestrahlten Detektors KAVI.
Die Messung wurde bei Raumtemperatur durchgeführt.

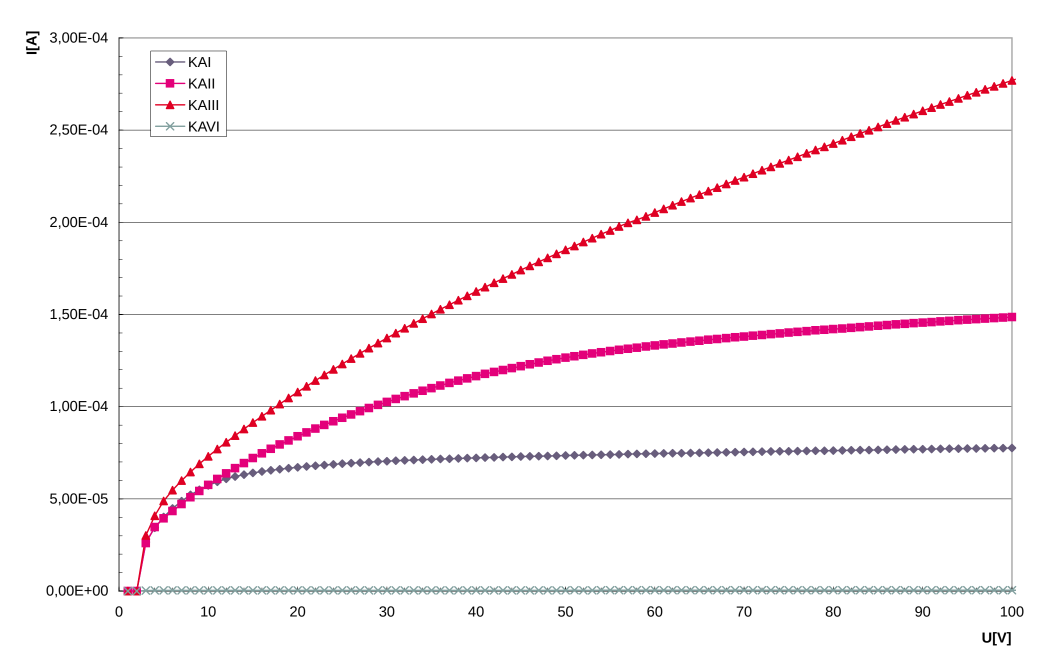


Abbildung 3.6: Leckströme der bestrahlten und unbestrahlten Detektoren.
Mit der Bestrahlungsstärke steigt der Leckstrom stark an. Die Höhe des Leckstroms des unbestrahlten Detektors KAVI liegt mehrere Potenzen unter den bestrahlten. Die Leckströme steigen wurzelförmig mit der wachsender Spannung an. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.

Kapazität gemessen. Aus dem hierbei ersichtlichen Knick läßt sich die Depletionsspannung bestimmen. Sie steigt mit der Bestrahlung.
Aus

$$V_{fd}(D) \approx \frac{e}{2\varepsilon_{Si}\varepsilon_0} \mid N_{eff} \mid D^2 \tag{3.10}$$

mit D, der Dicke des Detektors folgt für die effektive Dotierungsdichte N_{eff}:

$$\mid N_{eff} \mid \approx \frac{V_{fd} 2\varepsilon_{Si}\varepsilon_0}{D^2 e} \tag{3.11}$$

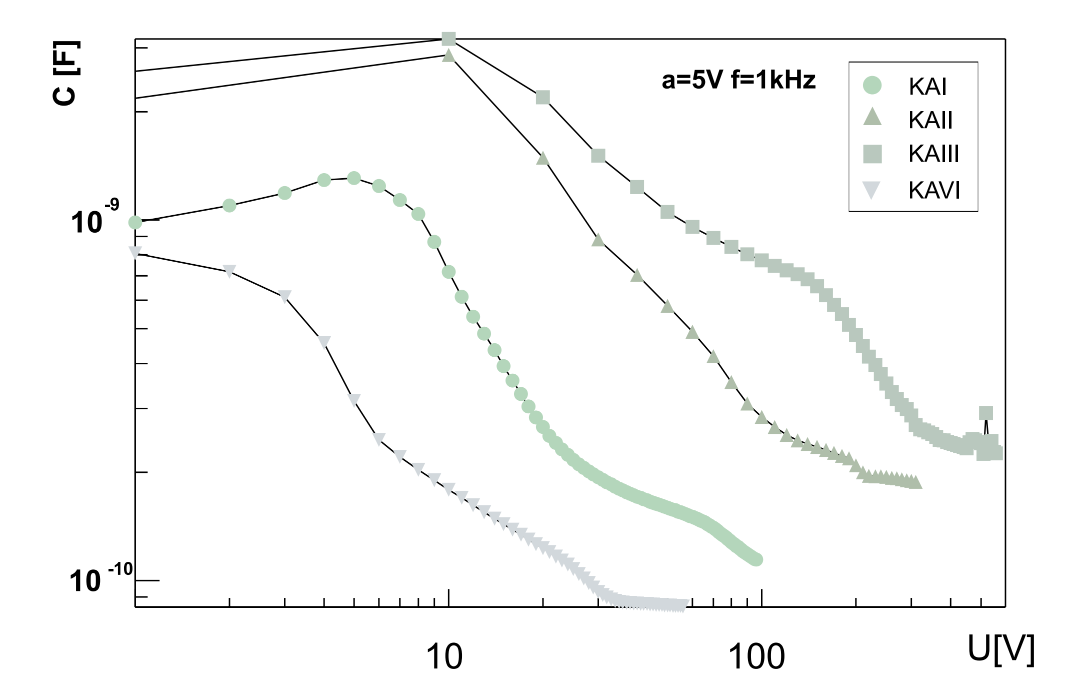


Abbildung 3.7: CV-Kurven der Hera-B Teststrukturen.
Vergleich des Kapazität-Spannungsverhaltens bei unterschiedlichen Strahlungsdosen. Das Abflachen der Kurven bei hohen Spannungen gibt die Depletionsspannung an. Der erste Knick bei kleinen Spannungen ist die Flachbandspannung V_{FB}. Die Kurven wurden mit einer Frequenz von $f = 1\,kHz$ und einer Amplitude von $a = 5\ V$ aufgenommen.

Detektor	$V_{fd}\,[V]$	$N_{eff}\,[\frac{1}{cm^3}]$	$\rho\,[k\Omega cm]$
KAI	100	$1,67 \cdot 10^{12}$	$2,50$
KAII	230	$3,83 \cdot 10^{12}$	$1,09$
KAIII	350	$5,83 \cdot 10^{12}$	$0,71$
KAVI / KAVIII	40	$6,66 \cdot 10^{11}$	$6,26$

Tabelle 3.2: Rahmendaten der bestrahlten und unbestrahlten Teststrukturen.
Depletionspannung V_{fd}, effektive Dotierungsdichte N_{eff} und Resistivtät $\rho = 1/e\mu N_{eff}$ der Teststrukturen. Verwendete Werte: $\varepsilon_{Si} = 11,8$, $\mu(300\,K) = 1500\,\frac{cm^2}{Vs}$ und $D = 280\,\mu m$.

Aus Tabelle 3.2 gehen Depletionsspannungen bis zu 350 V hervor. Da die kapazitiv gekoppelten Aluminiumstreifen des Detektors durch den Premux128-Auslesechip auf Masse liegen, muß sichergestellt werden, daß das SiO_2 der Spannung zwischen den auf Depletionspotential gelegten Implantaten und den auf Masse gelegten Aluminiumstreifen standhält. Zwischen dem Kontaktpunkt des Aluminiumstreifens (AC-Pad) und dem Kontaktpunkt des Implantats (DC-Pad) wurde eine Spannung angelegt und der resultierende Strom gemessen. Abbildung 3.8 zeigt den Stromverlauf als Funktion der Spannung. Die Messungen wurden an dem unbestrahlten Detektor KAVI durchgeführt.

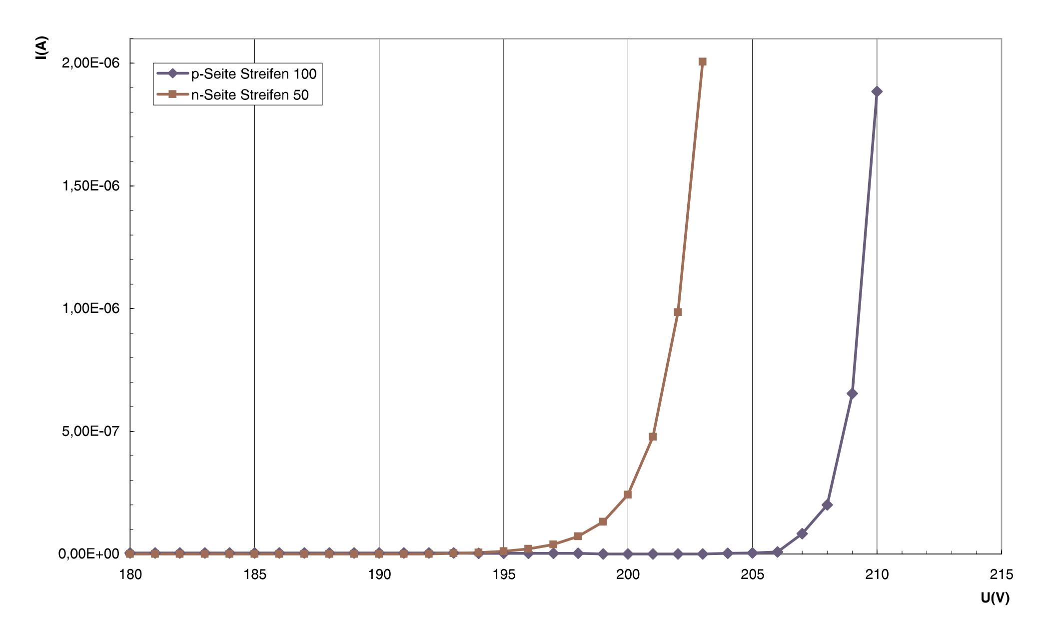


Abbildung 3.8: Durchbruchspannung der Kopplungskapazitäten. *Zwischen Al-Auslesestreifen und Implantat wurde Spannung angelegt und der Durchbruch gemessen. Die Messung wurde sowohl auf der n- als auch auf der p-Seite des Detektors durchgeführt.*

Man erkennt einen Durchbruch des Streifens 100 auf der p-Seite bei 205 V und einen Durchbruch des Streifens 50 auf der n-Seite bei 193 V. Bedenkenlos kann nur der Detektor KAI verwendet werden. Bei den anderen sind Durchbrüche der SiO_2-Schicht zu erwarten. Die Detektoren wären nicht mehr zu funktionsfähig. Eine Verfahrensweise die anderen Detektoren trotzdem zu verwenden, wäre der Einsatz zweier Spannungsquellen unter Definition eines gemeinsamen mittleren Potentials, welches mit dem Premux128-Auslesechip auf Masse läge.

Kapitel 4

Die Messung des Lorentzwinkels

In diesem Kapitel wird das Prinzip der Lorentzwinkelmessung und der verwendete Versuchsaufbau detailliert beschrieben.

4.1 Das Prinzip der Messung

Abbildung 4.1 zeigt das Prinzip der Lorentzwinkelmessung. Rote Laser mit einer geringen Eindringtiefe Λ strahlen auf beide Seiten des Detektors ein. Nahe der Oberfläche werden Ladungsträger erzeugt. Nur jeweils eine Ladungsträgerkomponente driftet durch den Detektor und erfährt während der Drift eine Ablenkung aufgrund des magnetischen Feldes. Das Maximum des Signals wird dadurch verschoben. Der *Lorentzversatz* von Elektronen und Löchern wird getrennt gemessen. Da die Ladungsträger in verschiedenen Tiefen des Detektors erzeugt werden, erfahren sie einen unterschiedlich großen Lorentzversatz, der die Pulsform verbreitert.

Zur Simulation eines MIPs kommt ein infraroter Laser zum Einsatz. Die Eindringtiefe seines Lichts ist größer als die Dicke des Detektors. Entlang des Strahlweges werden im ganzen Detektor Ladungsträger erzeugt. Die Pulsform verbreitert und verkleinert sich bei angelegtem Feld.

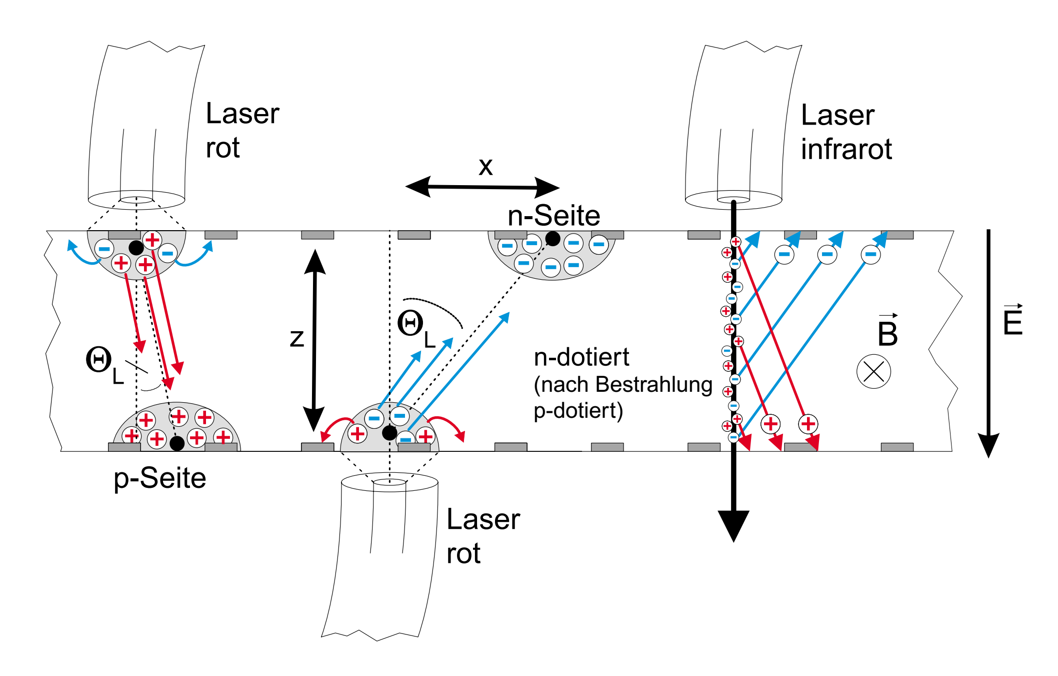


Abbildung 4.1: Das Prinzip der Lorentzwinkelmessung.
Gezeigt wird der Querschnitt eines doppelseitigen Detektors. Rote Laser erzeugen Ladungsträger nahe der Oberfläche des Detektors. Durch den gemessenen Versatz Δx läßt sich der Lorentzwinkel berechnen. Zur Simulation eines MIP strahlt ein infraroter Laser durch den Detektor hindurch und erzeugt entlang des Strahlweges im ganzen Detektor Ladungsträger.

4.2 Der Versuchsaufbau und seine Komponenten

Abbildung 4.2: Der Lorentzwinkel-Versuchsaufbau.
Schematischer Aufbau des Lorentzwinkel-Setups wie es seit Ende des Jahres 1999 am Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe verwendet wird.

Seit 1998 wird am Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe der Lorentzwinkel in Siliziumdetektoren gemessen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden das bisher benutzte Setup modifiziert und weitere Messungen durchgeführt. Der erste Aufbau, wie er in [Röd98] beschrieben ist, erlaubte nur Messungen in einem Temperaturbereich von Raumtemperatur bis hin zu -10° C. Ferner kam nur eine SLD[1] der Wellenlänge 830 nm zur Ladungsträgererzeugung zum Einsatz. Ein Macintosh Quadra 700 übernahm die Datennahme und deren Analyse. Neue Forschungen auf dem Gebiet kryogener Halbleiterdetektoren am CERN in Genf machten es jedoch notwendig, den Lorentzwinkel auch bei niedrigeren Temperaturen zu messen. Der bislang verwendete Aluminium Rundstab wurde wegen der schlechteren Wärmeleitfähigkeit durch einen Stab aus GFK[2] ersetzt. Eine Temperatursteuerung wurde eingeführt. Zusätzlich wurden jetzt Laserdioden[3] mit 650 und 1060 nm Wellenlänge eingesetzt. Der veraltete Macintosh Quadra 700 wurde gegen ein leistungsfähigeres PC-System (mit Intel Pentium II Prozessor (233 MHz)) ausgetauscht. Dazu wurde die Software erweitert und flexibler gemacht. Durch die erhöhte Leistungsfähigkeit und Flexibilität der Software

[1]SLD: Superlumineszensdiode
[2]GFK: Glasfaser verstärkter Kunststoff
[3]LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

wurde es möglich, rechenintensive Programmoptionen und eine umfassende automatische Datenprotokollierung zu implementieren. In Abbildung 4.2 ist der Aufbau zur Messung des Lorentzwinkels schematisch dargestellt.

Funktionsweise des Setups

Zur Messung des Lorentzwinkels kommen von Sintef[4] produzierte, doppelseitige Hera-B[5]-Teststrukturen, zum Einsatz. Die Feldlinien der magnetischen Flußdichte $\vec{B}$ zeigen im Magneten parallel in Richtung des GFK-Stabes. Die Auslesestreifen einer Seite des Detektors verlaufen rechtwinkelig zur gegenüberliegenden Seite. Die Teststruktur ist in einem Winkel von 45° so auf dem Hybriden angebracht daß die magnetischen Feldlinien ebenfalls eine Winkel von 45° zu den Streifen bilden. Mit dieser Anordnung kann der Versatz von Elektronen und Löchern im gleichen Detektor gemessen werden. Über Glasfasern wird das Licht der Laser und der SLD entlang des GFK-Stabes zum Detektor geführt. Im depletierten Detektor erzeugt das Laserlicht Elektron-Loch-Paare, welche zu den ensprechenden Elektroden driften. Die so erzeugten Signale werden mit einem Premux128-Chip ausgelesen, vorverstärkt, geformt und an die Repeaterkarte weitergeleitet. Die Repeaterkarte stellt die Stromversorgung des Premux128-Chip und Steuersignale zur Verfügung und verstärkt nochmals die vom Premux-Chip kommenden Signale. Diese werden in differentieller Form über ein Lemo-Kabel an eine ADC[6]-Karte von LEPSI[7] zur Konvertierung des analogen Signals in eine 10-Bit Digitalzahl gesendet. Die notwendigen Steuersignale für den Premux128-Chip werden über eine Treiberkarte von LEPSI zur Verfügung gestellt. Die Treiberkarte erzeugt auch das Triggersignal, welches den Laser- bzw. SLD-Impuls auslöst. Die Verzögerungseinheit (Delay) wird dazu benutzt, den Trigger und damit das Auslösen des Lasers so zu verzögern, daß die Auslese des Detektors zeitlich genau mit der Ladungserzeugung und der darauffolgenden Ladungssammlung im Detektor übereinstimmt. ADC und Treiberkarte befinden sich in einem VME[8]-Crate, welches die beiden Karten über einen Mikrocomputer-Bus verbindet. Beide Karten werden über den VME-Bus programmiert. Die Programmierung erfolgt mittels der grafischen Programmiersprache „G". Hierzu stand die Programmierumgebung LabVIEW der Firma National Instruments zur Verfügung. Die Verbindung zwischen dem PCI-Bus des PCs und dem VME-Bus wurde über den MXI[9]-2-Bus realisiert. Es wird sowohl eine PCI-MXI Interface Karte im PCI-Bus des Personal Computers als auch eine VME-MXI Interface Karte im VME-Bus benötigt.
Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten genauer beschrieben.

[4]Sintef: Hersteller von Halbleiterdetektoren, Oslo, Norwegen
[5]Hera-B: Experiment am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY)
[6]ADC: Analog-Digital-Converter (engl.), Analog-Digital-Wandler
[7]LEPSI: LEPSI, Strasbourg, Frankreich
[8]VME:Versa Module Eurocard
[9]MXI: high-speed Multisystem eXtension Interface



Abbildung 4.3: Bild der n-Seite der Hera-B Teststruktur.
Die n-Seite des Detektors hat einen Pitch von 80 µm. Um die aktive Fläche des Detektors befinden sich Guardringe. Die kapazitiven gekoppelten Auslesepads (AC-Pads) sind von Streifen zu Streifen leicht versetzt. Sie sind an jedem Streifenende doppelt vertreten.

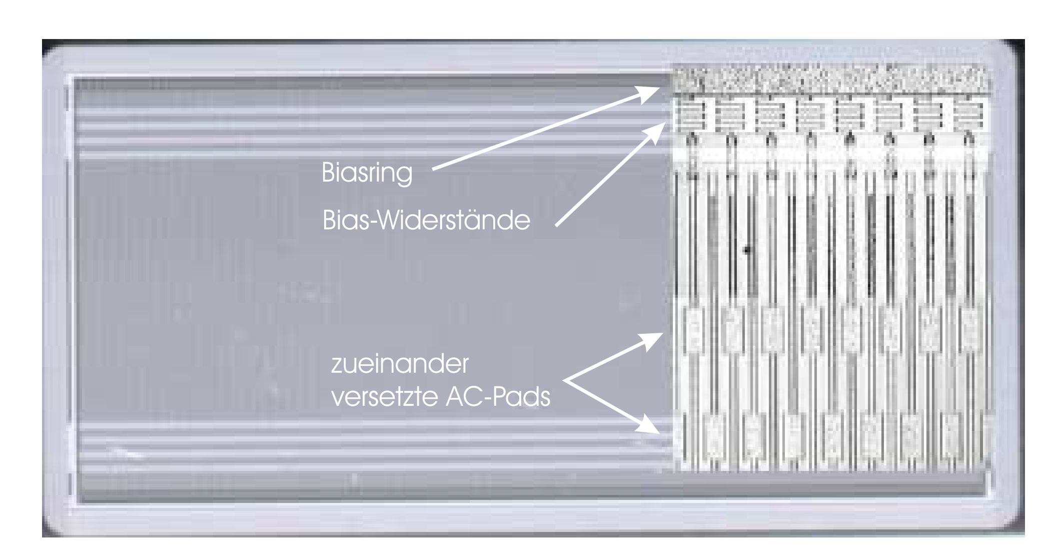


Abbildung 4.4: Bild der p-Seite der Hera-B Teststruktur.
Die p-Seite des Detektors hat einen Pitch von 50 µm. Die Streifen sind um 90° gegenüber der n-Seite gedreht.

4.2.1 Detektor und Hybrid

Der Detektor
Die Teststrukturen, die zur Messung des Lorentzwinkels verwendet wurden, kamen aus der Hera-B Produktion und wurden vom Max-Planck-Institut in München zur Verfügung gestellt. Sie besitzen die Maße 8 x 25 mm^2. Ihre Dicke beträgt etwa 300 µm. Es sind doppelseitige Detektoren: Auf beiden Seiten

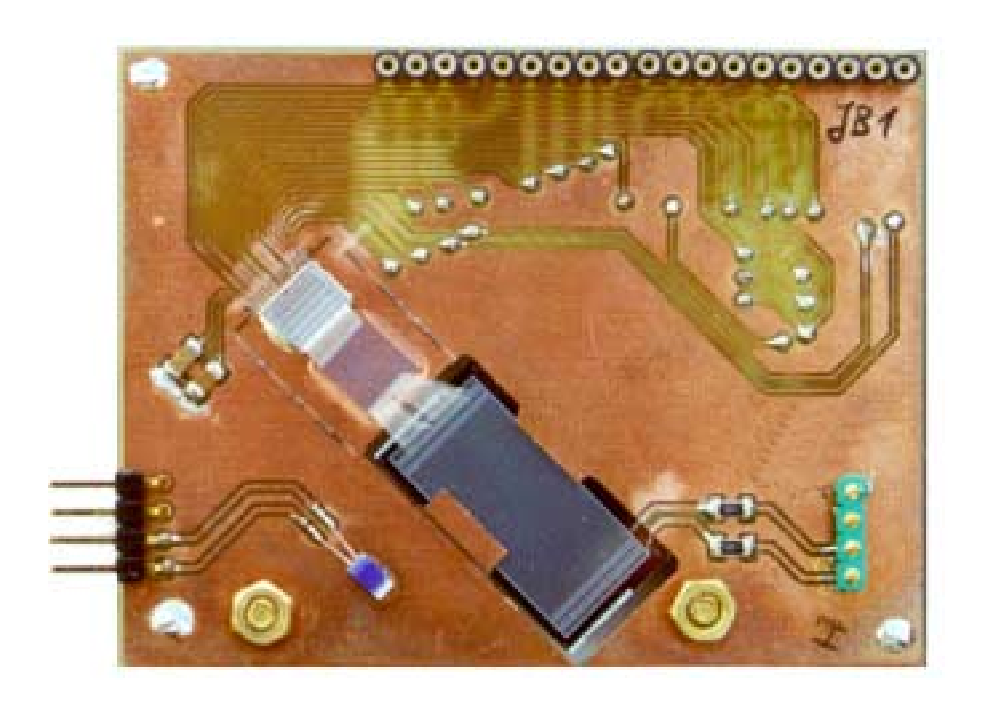


Abbildung 4.5: Seitenlayout des Hybriden mit der n-Seite des Detektors.
Die oberen Pfostenbuchsen sind sowohl der Anschluß der Steuersignale für den Premux128-Chip, als auch der Anschluß für die Ausgangssignale. Unter einem Winkel von 45° ist in der Mitte der Premux128-Chip mit Pitch-Adapter und Detektor zu erkennen. Der linke Stecker ist der Anschluß zu Auslese des PT100-Widerstands. Der senkrecht nach oben zeigende Stecker auf der rechten Seite dient dem Anlegen der Depletionsspannung des Detektors.

befinden sich Auslesestreifen. Die Teststrukturen bestehen aus n-dotiertem Silizium, an den sich auf jeder Seite stärker dotierte Streifen anschließen. Sie werden als n^{++}-Implantate bezeichnet. Auf der gegenüberliegenden Seite folgen die p^{++}-Implantate. Der p-n-Übergang liegt somit bei den p^{++}-Implantaten. Die Seite mit den längeren Streifen ist die mit den n^{++}-dotierten Streifen (n-Seite), die andere die mit den p^{++}-dotierten Streifen (p-Seite). Die n-Seite hat einen Pitch[10] von 80 μm, die p-Seite einen von 50 μm. Die Auslesestreifen sind über 1 MΩ Widerstände mit dem Biasring verbunden. Sie haben die Form von Schlangenlinien um ihre Leitungslänge und damit ihren Widerstand zu erhöhen. Um ihn herum befinden sich die Guardringe. Die Teststrukturen sind mit kapazitiv gekoppelte Auslesestreifen ausgestattet. Das bedeutet, daß die Implantate durch den Isolator SiO_2 von den Auslesepads, genannt AC-Pads, getrennt sind.

Der Hybrid

Der Hybrid ist in den Abbildungen 4.5 und 4.6 dargestellt. Der Detektor ist auf eine Ausfräsung des PCBs[11] geklebt. Die Auslesepads sind durch die

[10] Pitch: Abstand der Mitten zweier benachbarter Streifen.
[11] PCB: Printed Circuit Board

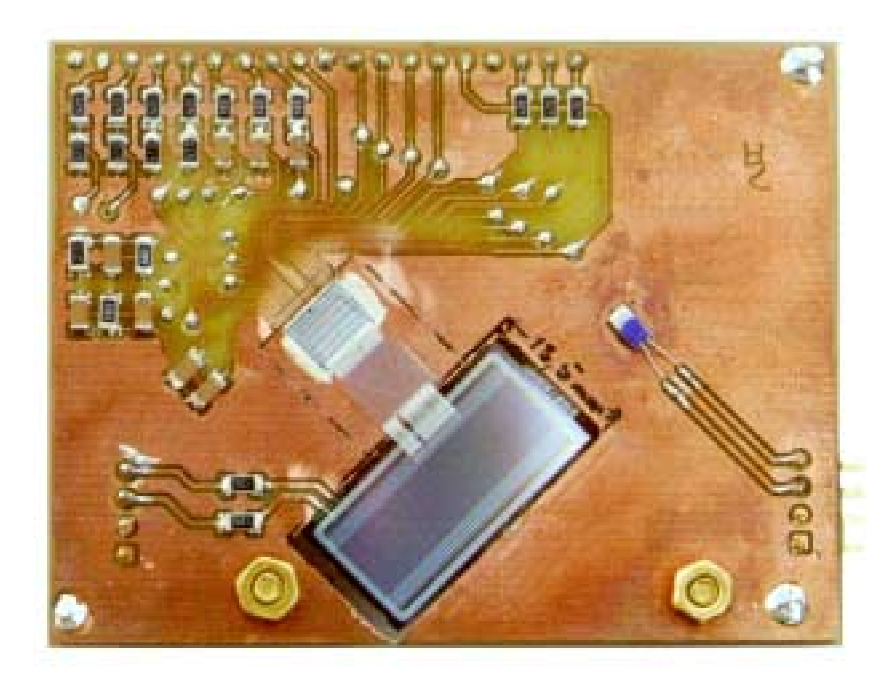


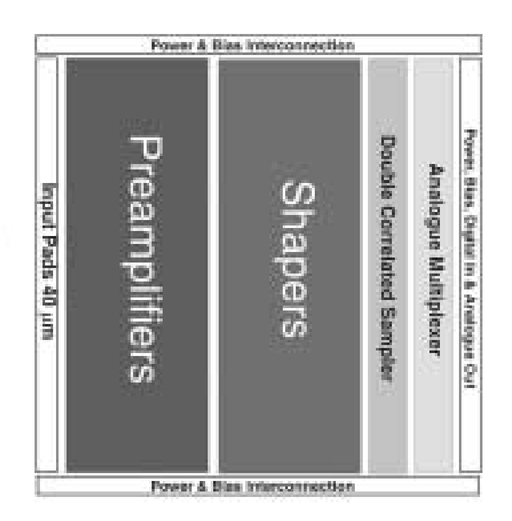
Abbildung 4.6: Seitenlayout des Hybriden mit der p-Seite des Detektors. *Unter einem Winkel von* 45° *befindet sich in der Mitte der Premux128-Chip mit Pitch-Adapter und Detektor. Auf der rechten Seite des Detektors befindet sich der PT100-Widerstand.*

Bondingtechnik leitend mit dem Pitch-Adapter verbunden. Bei dieser Technik wird 25 μm starker Aluminiumdraht durch Ultraschall mit den Pads verschweißt. Der Pitchadapter erleichtert das Bonden und erhöht den Pitch von 44 auf 50 μm. Er ist ist an den Premux-Chip gebondet. Die Steuersignale und die Spannungsversorgung werden ebenfalls mittels Bondingtechnik vom Hybriden auf den Premux-Chip übertragen. Zu erkennen sind auch die Bonddrähte, die die Depletionsspannung auf den Detektor geben. Über den seitlich angebrachten schwarzen Stecker wird ein PT100[12]-Widerstand auf jeder Seite ausgelesen. Mit ihm wird die Temperatur auf jeder Seite bestimmt. Eine Aufstellung der Positionen der PT100-Widerstände am GFK-Stab befindet sich in Tabelle 4.3.

4.2.2 Der Auslesechip Premux128 und die CMS-Repeaterkarte

Als Auslesechip für die Streifendetektoren kam der Premux128-Chip zum Einsatz. Abbildung 4.7 zeigt seinen schematischen Aufbau und seine Funktionsweise. Er besteht aus 128 ladungsempfindlichen Vorverstärkern (Preamplifier) und Pulsformern (Shaper). Das Signal des Detektors wird kapazitiv an die Eingangskanäle gekoppelt, wo es vorverstärkt und durch einen CR-RC Filter geformt wird. Die Shaping Time, also die Zeit, in der das geformte Signal maximal wird, beträgt etwa 45 ns, kann aber in einem gewissen Bereich variiert werden.

[12]PT100: Platinwiderstand, der bei 0° C einen Nennwiderstand von 100 Ω hat



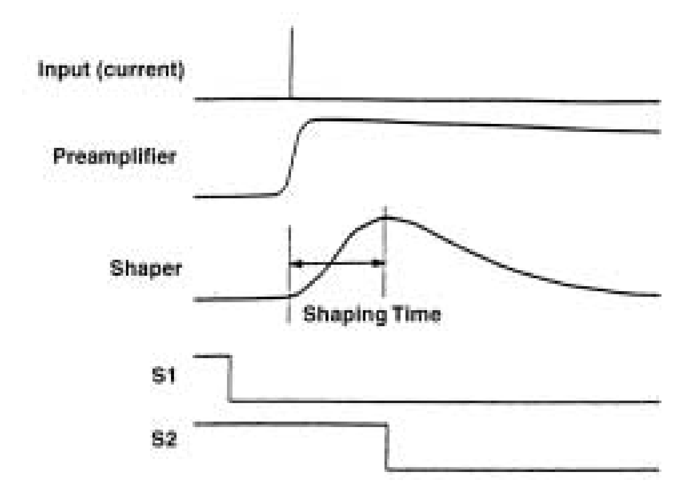


Abbildung 4.7: Die Funktionsweise des Premux128-Chips.
Der schematische Aufbau des Premux128-Chips ist in der oberen Zeichung dargestellt. Das Signal nach jeder Bearbeitungsstufe und die Signale S1 und S2 des Double Correlated Samplers sind unten angegeben.

Die nächste Stufe des Chips stellen die Double Correlated Sampler dar. Ihre Aufgabe ist es mit zwei Schaltern, S1 und S2, zum einen die Grundlinie des Signals und zum anderen die Signalspitze in zwei Kondensatoren ($C = 2\,\mathrm{pF}$) zu speichern. Durch Subtraktion beider Signale ist es möglich einen chipabhängigen Offset, den sogenannten Common Mode schon im Auslesechip zu unterdrücken. Da der Chip nur einen einzigen Ausgang hat, müssen die 128 Kanäle nacheinander auf ihn geschaltet werden. Diese Aufgabe erfüllt die Multiplexereinheit. Sie enthält ein Schieberegister. Mittels eines Tokens, welches vom Shift_In Signal in den Premux128-Chip gegeben wird, werden nacheinander alle Kondensatorpaare mit dem Ausgang verbunden. Ist der Token in den Chip gewandert, wird er mit Hilfe zweier Taktsignale, $\Phi 1$ und $\Phi 2$ durch das Schieberegister bewegt. In Abbildung 4.8 ist der Schaltkreis des Double Correlated Samplings dargestellt.

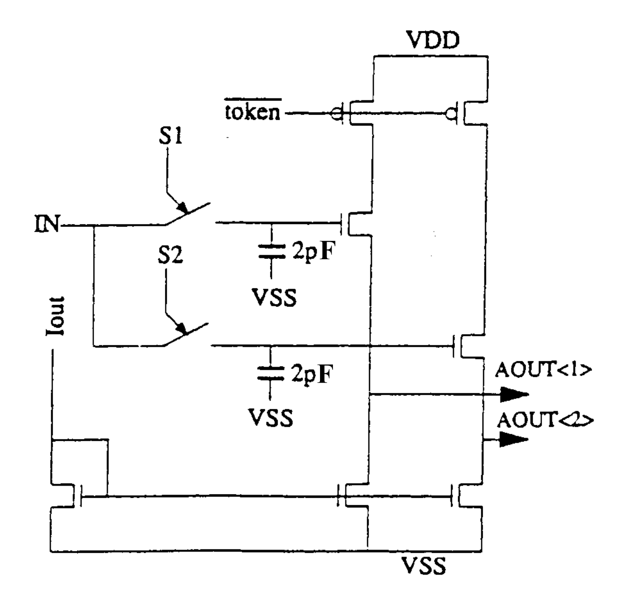


Abbildung 4.8: Der Schaltkreis des Double Correlated Samplers im Premux128-Chip.
Gezeigt werden die Schalter S1, S2 mit den zugehörigen Kondensatoren und die Signalausgänge. Nach [Jon95].

Die Arbeit des Chips läßt sich in 2 Phasen gliedern, der *Datennahmephase* und der *Auslesephase*. In Einzelschritten funktioniert der Double Correlated Sampler wie folgt:

Beginn der Datennahmephase:

1. Beide Schalter S1 und S2 werden geschlossen. Die Kondensatoren werden mit den Streifen verbunden. Das Shift_In Signal liegt noch nicht an.

2. Der Schalter S1 wird geöffnet und der Streifen vom Kondensator getrennt. Der Kondensator hält die angelegte Spannung. Die Grundlinie des Eingangs ist somit gespeichert.

3. Jetzt ist der Chip sensitiv für die Detektierung von Ladungsträgern. Ein Teilchen oder ein Laserpuls erzeugt ein Signal. Dieses Zeitfenster wird Window genannt.

4. Nach der Shaping-Zeit, der Zeit in der das Signal aus dem Pulsformer maximal wird, wird der Schalter S2 geöffnet und der Streifen vom zugehörigen Kondensator getrennt. Er hält die angelegte Spannung und die Signalspitze ist gespeichert.

   Die Auslesephase:

5. Der Token wird über das $Shift_In$ Signal in das Schieberegister gegeben und von Kanal zu Kanal mit den Taksignalen $\Phi 1$ und $\Phi 2$ weitergereicht. Die Signale eines jeden Kondensatorpaares werden nacheinander auf den differentiellen Ausgang gegeben.

   Ende der Datennahmephase:

6. S1 und S2 werden zu Beginn der nächsten Datennahmephase geschlossen. Beide Kondensatoren entladen sich. Der Zyklus beginnt von vorn.

Der Premux128-Chip bietet noch die Möglichkeit der Kalibration. Vier Kalibrationskanäle können genutzt werden, um eine bekannte Ladung in die Vorverstärker einzubringen, den Chip zu testen und die ganze Ausleseelektronik zu eichen. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten digitalen Steuersignale zusammengefaßt. Die Steuersignale für den Premux-Chip werden von der Treiberkarte zur Verfügung gestellt. Sie sind in den Abbildungen 4.15 und 4.16 dargestellt. Das Shift_Out Signal bietet die Möglichkeit, mehrere Chips in Serie zu schalten und so einen Detektor mit mehr als 128 Streifen auszulesen, indem der Token an den nächsten Chip weitergereicht wird. Es existieren noch weitere Eingänge, die die eingebauten Vorverstärker und Pulsformer regeln. Für weitere Informationen sei auf [Jon95] verwiesen.

Signal	Bezeichnung
S1	Schalter zum Aktivieren des Baseline Samplings
S2	Schalter zum Aktivieren des Peak Samplings
$\Phi 1$	Taktsignal 1
$\Phi 2$	Taktsignal 2
Shift_In	Eingangssignal des Tokens in das Schieberegister
Shift_Out	Ausgangssignal des Tokens aus dem Schieberegister
CAL $\langle$ 0..3 $\rangle$	Kalibrationseingänge

Tabelle 4.1: Eingangssignale des Premux128-Chips.
Die Abkürzungen der wichtigsten Eingangssignale und ihre Aufgaben.

Ein Videoverstärker auf der CMS-Repeaterkarte verstärkt die vom Premux128-Chip kommenden Analogsignale. Das Ausgangssignal ist in Abbildung 4.9 zu sehen. Die Repeaterkarte stellt die Versorgungsspannungen für den Hybriden zur Verfügung.

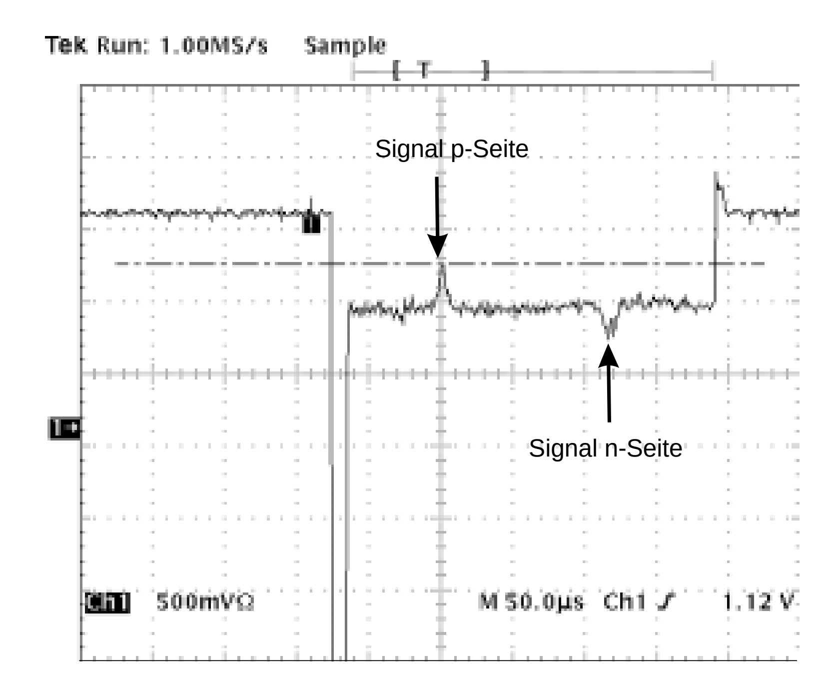


Abbildung 4.9: Oszilloskopbild des differentiellen Ausgangssignals.
Deutlich zu sehen sind die Signale der n- und p-Seite des Detektors. Die Pulshöhen betragen etwa zwischen 250 und 300 mV.

4.2.3 Laser, SLD und lichtleitende Fasern

Zur Ladungserzeugung wurden drei verschiedene Lichtquellen benutzt. Zwei Halbleiterlaser mit der Wellenlänge λ=1060 nm und λ=650 nm Wellenlänge und eine Superlumineszensdiode mit λ=830 nm. Die Superlumineszensdiode wurde bereits in [Röd98] behandelt. Der Grund für die Verwendung unterschiedlicher Wellenlängen liegt darin, daß die Eindringtiefe von Licht in Silizium wellenlängen- und temperaturabhängig ist [Das55]. Wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, erfährt der Fluß von Photonen durch Silizium einen exponentiellen Abfall: $\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\alpha x}$ und der Eindringtiefe $\Lambda = 1/\alpha$.

Bei der Verwendung des 650 nm Lasers geht man davon aus, daß die meisten Elektron-Loch-Paare nahe der Oberfläche generiert werden und so nur eine Komponente der Ladungsträger durch das Detektorvolumen driftet. Der 1060 nm Laser wird dazu verwendet, ein minimal ionisierendes Teilchen zu simulieren. Da hier die Eindringtiefe größer als die Dicke des Detektors ist, werden über die ganze Detektordicke Ladungsträger erzeugt. Je nachdem wo die Ladungsträgergenerierung stattfindet, werden sie aufgrund des magnetischen Feldes unterschiedlich weit von ihrem direkten Driftweg zur Zielelektrode abgelenkt. Werden Elektronen zum Beispiel nahe der negativen Elektrode erzeugt, so müssen sie durch die ganze Dicke des Detektors zur positiven Elektrode wandern und werden demnach stark abgelenkt. Werden sie jedoch nahe der positiven Elektrode erzeugt, haben Sie nur noch wenig Driftweg vor sich und ihre Ablenkung ist entsprechend klein. Demnach verbreitert sich



Abbildung 4.10: Bild der Repeaterkarte.
Flanschsystem am oberen Ende des GFK-Stabes mit aufmontierter Repeaterkarte.

das Signal im Vergleich zur Ladungsträgererzeugung mit dem 650 nm Lasers. Berechnet man den Ladungsschwerpunkt des abgelenkten Signals so erwartet man bei der Simulation des MIPs etwa die Hälfte der Ablenkung bei der Verwendung des 650 nm Lasers. Die SLD bietet die Möglichkeit gezielt tiefer im Detektor Ladungsträger zu injizieren. Dies kann von Vorteil sein, wenn die Eindringtiefe des 650 nm Lasers nicht ausreicht um in den aktiven Teil des Detektors vorzudringen. Dieses Problem kann bei Raumtemperatur auftreten, da hier die Eindringtiefe des 650 nm Lasers nur 3 μm, die der SLD jedoch 15 μm beträgt. Tabelle 4.2 zeigt die Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Wellenlänge und der Temperatur.

Lichtquelle	Wellenlänge λ	Eindringtiefe Λ (300 K)	Eindringtiefe Λ (77 K)
Laser	1060 nm	300 μm	2000 μm
SLD	830 nm	15 μm	45 μm
Laser	650 nm	3 μm	10 μm

Tabelle 4.2: Eindringtiefe Λ von Licht in Silizium

Die Halbleiterlaser werden von der Firma Fermionics Lasertech, Inc. [fer] hergestellt. Ihre Produktbezeichnung lautet LD-650 bzw. LD-1060. Sie besitzen eine maximale Ausgangsleistung von 1 mW. Die Leistung läßt sich durch den Eingangsstrom regeln. Um den Laser jedoch spannungsgesteuert betreiben zu können, wird das Modul OPA2662 von Burr-Brown eingesetzt. Es wandelt eine Eingangsspannung in einen definierten Ausgangsstrom um. In Abbildung 4.11 ist die Transkonduktanz des OPA2662 zusammen mit den Ausgangsleistungen der beiden Laserdioden in Abhängigkeit von ihren Eingangsströmen dargestellt. Man erkennt die zugehörigen Grenzströme, ab denen die Dioden lasern. Der 650 nm Laser lasert bei 30 mA, das entspricht einer Eingangsspannung von 1,4 V. Die maximale Ausgangsleistung erreicht er bei 44 mA, also etwa bei 2,0 V. Der 1060 nm Laser fängt bei 16 mA an zu lasern, was einer Eingangsspannung von etwa 0,7 V entspricht. Die maximale Ausgangsleistung wird hier bei 28 mA erreicht, also etwa bei 1,2 V Eingangsspannung.
Die Pulse zur Lasersteuerung werden von einem Pulsgenerator (HP8082A) erzeugt. Die Parameter Pulsdauer und Pulshöhe wurden so angepaßt, daß bei möglichst kurzer Pulsdauer t=30-200 ns ein gut erkennbares Signal (20-100 ADC-Einheiten) zu sehen ist. Die Spektren der beiden Laser sind in den Abbildungen 4.12 und 4.13 dargestellt. Der 650 nm Laser hat eine mittlere Wellenlänge von 650,2 nm und ein FWHM[13] von 0,52 nm. Bei dem 1060 nm Laser beträgt die mittlere Wellenlänge 1066,2 nm und das FWHM 0,56 nm.

Das Laserlicht wird mit Singlemode Fasern zum Detektor geführt, wo sie mit einer Faserhalterung aus GFK eingespannt sind. Da jede Faser nur eine Wellenlänge optimal übertragen kann, sind hier mindestens 3 Fasern notwendig. Die 1060 nm Faser zeigt auf die p-Seite, die SLD-Faser auf die n-Seite. Die 650 nm Faser wird auf beiden Seiten verwendet. Somit kamen insgesamt 4 Fasern zum Einsatz. Die Faserhalterung sollte so eingestellt werden, daß das Licht der Fasern möglichst genau am gleichen Punkt jeder Seite auftrifft, um die Beobachtung der Verschiebung im Magnetfeld zu vereinfachen. Somit muß in der Auslesesoftware nur ein Bereich der Streifen zur Berechnung des Ladungsschwerpunktes angegeben werden. Dadurch ist es auch einfacher, defekte Streifen bei der Positionierung zu vermeiden. Die Fasern, deren Licht in oberflächennahen Bereichen des Siliziums absorbiert wird (SLD, 650 nm Laser), können in einem Winkel ($\approx 20°$) eingespannt werden. Die Faser des 1060 nm Lasers muß senkrecht auf die Oberfläche zeigen um, ein möglichst sauberes, örtlich begrenztes Signal zu erhalten. Die Faserpositionierung auf dem Hybrid zeigt das Foto in Abbildung 4.14. Die Fasern wurden von der Firma Schäfter und Kirchhoff bezogen. Es handelt sich hierbei um Singlemodefasern mit einer Cut-off Wellenlänge von 620 nm und einem Modenfeld von 4,3 μm bzw. einer Cut-off Wellenlänge von 970 nm und einem Modenfeld von 6,2 μm. Die Stecker beider Fasern waren nicht angeschliffen.

Die genaue Bezeichnung beider Faserarten lautet:

[13]FWHM: Full Width Half Maximum

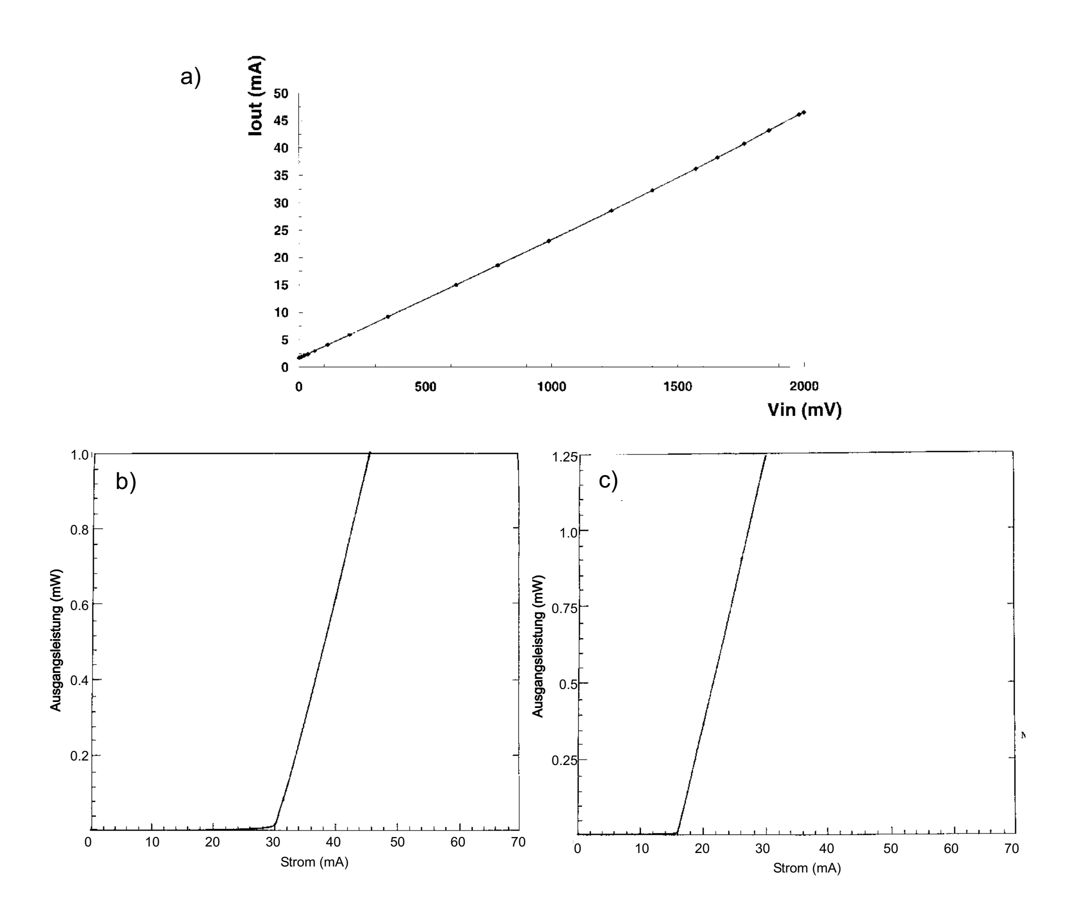


Abbildung 4.11: Kennlinien des Lasersystems.
a) Transkonduktanz des OPA2662 von Burr-Brown. b) Ausgangsleistung des 650 nm-Lasers in Abhängigkeit vom Eingangsstrom der Laserdiode. c) Ausgangsleistung des 1060 nm-Lasers in Abhängigkeit vom Eingangsstrom der Laserdiode. Nach [Las].

- SMC-4,3SM-620-3-FC0

- SMC-6,2SM-970-3-FC0

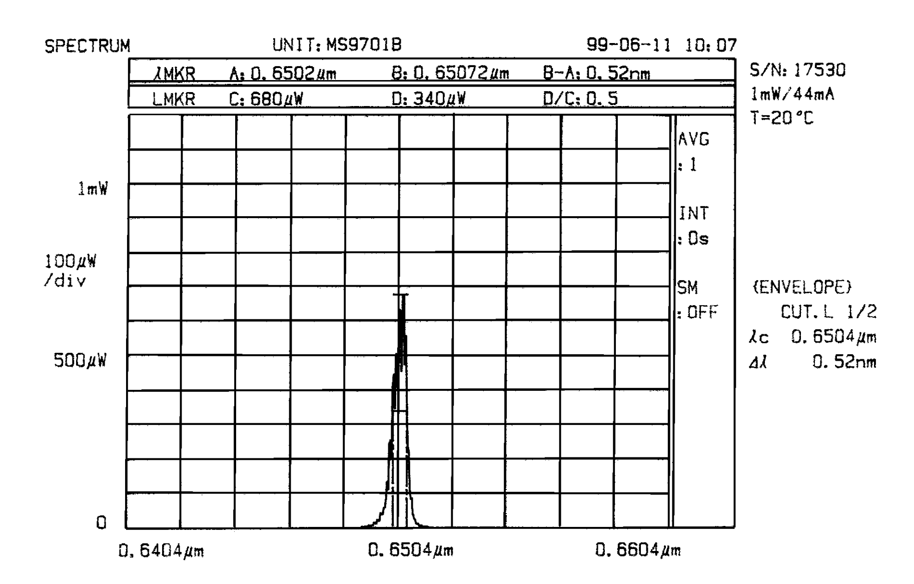


Abbildung 4.12: Spektrum des 650 nm Lasers. Nach [Las].

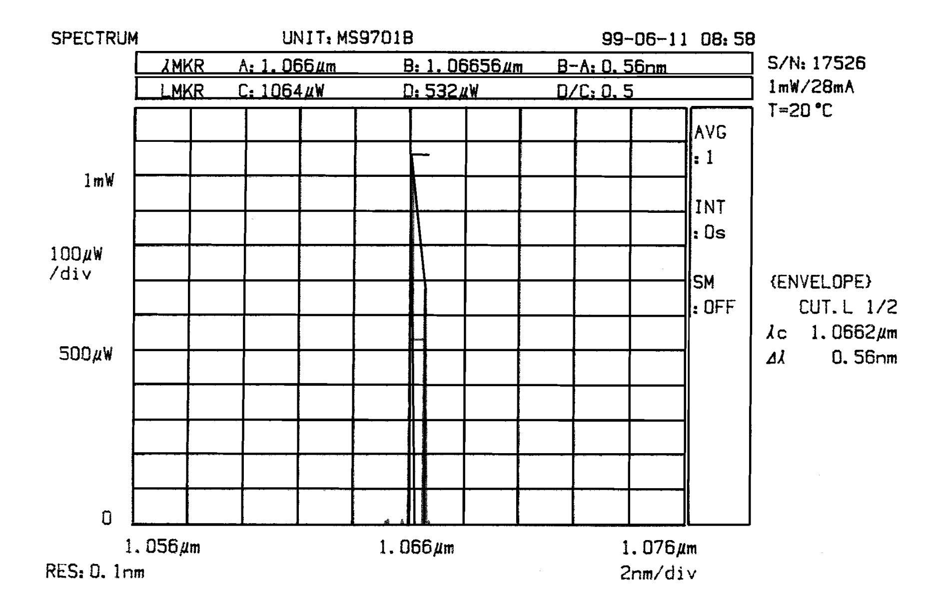


Abbildung 4.13: Spektrum des 1060 nm Lasers. Nach [Las].

4.2.4 Treiberkarte und Flash-ADC

Die Treiberkarte und der ADC von LEPSI sind Steckkarten für den VME-Bus.

Die Treiberkarte
Die LEPSI Treiberkarte kann dazu verwendet werden, Signale für unterschiedliche Auslesechips zur Verfügung zu stellen. In dieser Arbeit wurde sie für den Betrieb mit dem Premux128-Chip programmiert. Sie stellt einen Lemo-Eingang

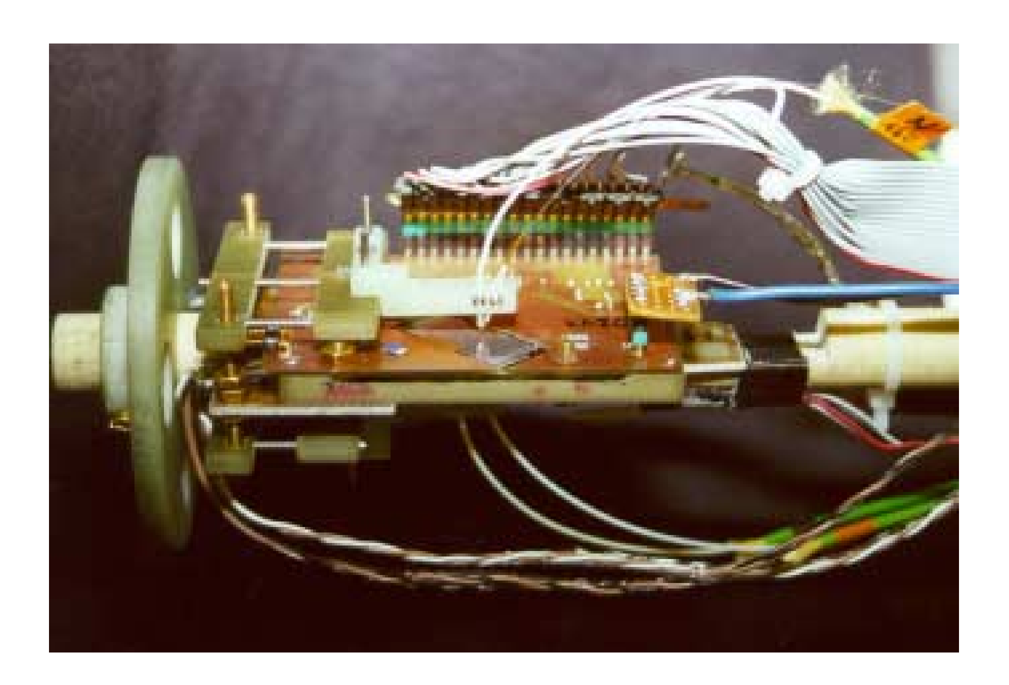


Abbildung 4.14: Positionierung der Fasern auf dem Hybrid.
Die 1060 nm Fasern werden senkrecht zum Detektor eingespannt. Fasern, deren Licht hauptsächlich an der Oberfläche Ladungsträger erzeugen (650 nm, SLD), können in einem Winkel so eingespannt werden, daß sowohl das Licht der 1060 nm Faser als auch das der 650 nm bzw. der SLD Faser an der gleichen Stelle auftrifft.

zur Verfügung, der zur Triggerung verwendet wird und zwei Lemo-Ausgänge, von denen einer verschieden belegt werden kann, der andere einen gültigen Trigger anzeigt. Zwei LEDs[14] signalisieren den Status der Karte.

Die Auslese eines Detektors beinhaltet zwei Phasen: Eine *Datennahmephase* und eine *Auslesephase*.
Am Beispiel des Premux128-Chips besteht die Datennahmephase darin, simultan alle Streifen mittels der Signale S1 und S2 auszulesen und zu speichern. Wird nun das Triggersignal gesetzt, weil ein Teilchen den Detektor durchquert und es in ein definiertes Zeitfenster, das sogenannte Window fällt, wird der Trigger als gültig erkannt und es beginnt die Auslesephase. Das Window stellt die sensitive Zeit des Auslesechips dar. Es wird für die Detektierung von Teilchen benötigt. Nur wenn ein Teilchen genau während der Zeit des Windows den Detektor durchdringt und den Trigger auslöst, kann die deponierte Ladung gemessen werden, indem sich der zu S2 gehörige Kondensator auflädt. Das Zeitfenster befindet sich zwischen dem Zeitpunkt des Baselinesamplings (S1) und vor dem Sampling des Peaks (S2). Da in unserem Aufbau keine Teilchen detektiert werden, sondern zeitlich definierte Laserpulse Ladungen im Detektor erzeugen, ist der Zeitpunkt des Triggers bekannt. Der Laser kann also zeitlich so gesteuert werden, daß die Ladungserzeugung und

[14]LED: Light Emitting Diode

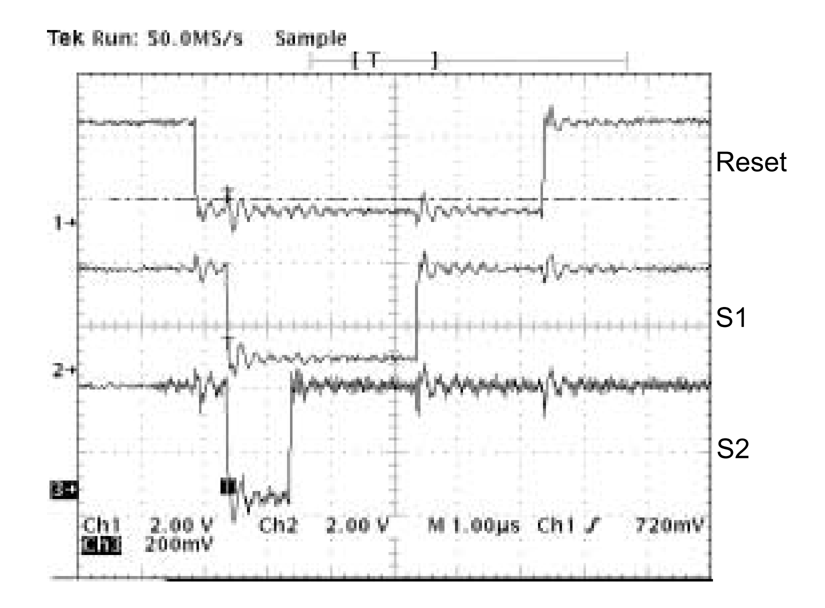


Abbildung 4.15: Die Signale der Datennahmephase.
Oszilloskopbild der Eingangssignale Reset, S1 und S2. Das Reset Signal wird für den Premux128-Chip nicht benötigt.

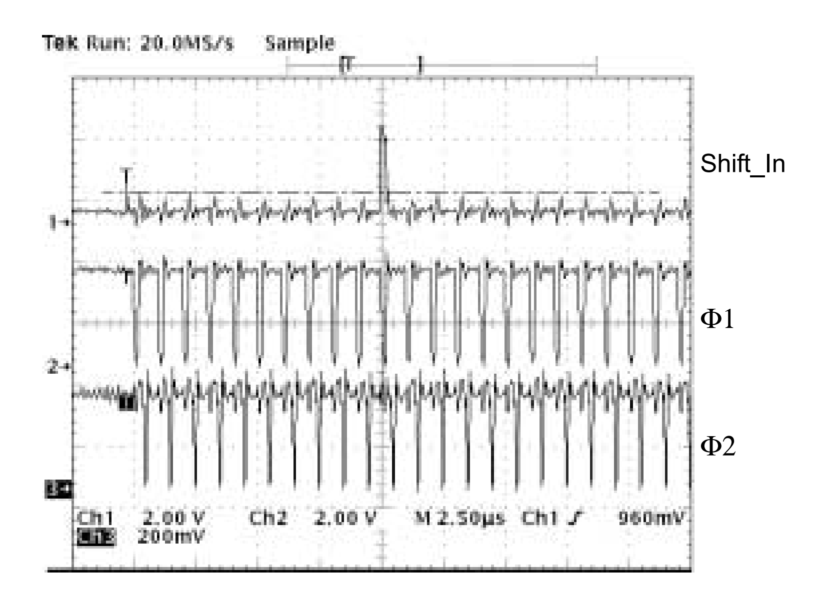


Abbildung 4.16: Die Signale der Auslesephase.
Oszilloskopbild der Eingangssignale Shift_In, $\Phi 1$ *und* $\Phi 2$.

-sammlung immer in das Window fällt. Der variable Lemo-Ausgang wird dazu verwendet, den Beginn der Datennahme zu signalisieren und relativ hierzu über die Verzögerungseinheit den Laser auszulösen. Auf jede Datennahme folgt so ein Auslesezyklus. Das Triggereingangssignal ist in unserem Setup also überflüssig. Deswegen wird der Triggereingang der Karte konstant auf +5 V gehalten.

In der Auslesephase werden durch den Multiplexer im Premux128-Chip sämtliche Kanäle nacheinander ausgelesen. Hierfür dienen die Signale Φ1, Φ2, Shift_In und Convert. Das Convert Signal synchronisiert den ADC mit der Treiberkarte im Auslesezyklus.
Die Treiberkarte besteht aus 2 RAMs[15]. Ein RAM speichert die Signale der Datennahme und das andere die der Auslesephase. Die Signale werden erzeugt, indem ein Zähler die Adressen der RAMs hochzählt und den Inhalt dieser Adressen auf die Signalleitungen legt.

Der Flash-ADC
Die zu konvertierenden Signale gelangen vom Hybrid über die Repeaterkarte zu einem 10 Bit ADC. Er wird über das Convert Signal mit der Auslese des Detektors synchronisiert. Während jedem Taktzyklus wird die Signalspannung eines Kanals in eine 10 Bit Zahl umgewandelt und in einem RAM abgespeichert. Die gewandelten Signale liegen in dem digitalen Bereich zwischen 0 und 1024. Dies ist der dynamische Bereich dieses ADCs. Er kann also nur in einem gewissen Signalbereich sensitiv sein. Deswegen beherbergt die ADC-Karte noch einen DAC[16]. Mit seiner Hilfe ist es möglich dem differentiellen Eingangssignal noch eine durch diesen DAC definierte Spannung zu überlagern. Der DAC umfaßt einen Bereich zwischen -300 und +300 mV.
Ein zusätzliches 11. Bit des ADCs dient zur Signalisierung eines Überlaufs. Er findet statt wenn die anliegende Signalhöhe den dynamischen Bereich übersteigt und so die gewandelte Signalhöhe größer als 1024 wäre.
Das RAM kann bis zu 4096 Kanäle speichern. Dem entprechen 32 Premux-Chips mit 128 Kanälen.

Die Programmierung beider Karten wird in Kapitel 5 beschrieben. Weitere Informationen zu beiden Karten findet sich in [Mey95a]. Blockschaltbilder beider Karten sind in [Mey95b] zu sehen.

4.2.5 Der MXI-2-Bus und die Interfacekarten

Um die VME-Karten zu programmieren und die Datennahme zu steuern, muß auf den VME-Bus zugegriffen werden. Da die eigentliche Steuerungssoftware auf einem IBM-kompatiblen PC mit PCI-Bus läuft, ist eine Verbindung beider Busse notwendig. Hierzu dient der MXI-2 Bus von National Instruments. Die Interfacekarten VXI-MXI-2 und PCI-MXI-2 der gleichen Firma dienen als Schnittstellen der jeweiligen Bussysteme zum MXI-2 Bus. Der MXI-2 Bus stellt einen 32 Bit Multimaster-Bus dar. Er stellt zusätzlich die Trigger-, Interrupt-, CLK10 und Utility-Bussignale des VXI/VME Bussystems zur Verfügung. Sein maximaler Durchsatz beträgt 33 MB/s. Weitere Informationen findet man in [MXI97].

[15]RAM: Random Access Memory
[16]DAC: Digital Analog Converter

4.3 Der supraleitende Magnet „Jumbo”

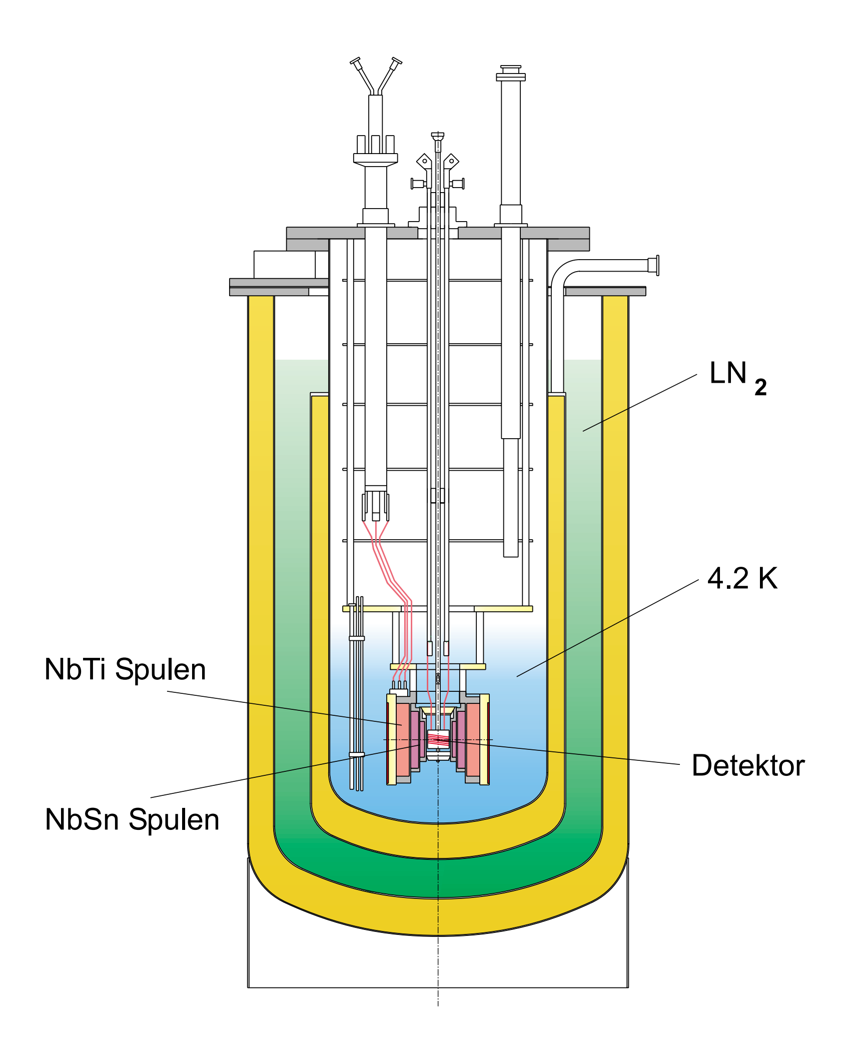


Abbildung 4.17: Querschnitt des JUMBO-Kryostaten.
Zu sehen sind die verschiedenen Schichten, welche die Wärmeisolierung sicherstellen. Von außen nach innen besteht Jumbo aus einer Vakuumkammer gefolgt von der LN_2*-Kammer* ($T = 77\,K$)*. Es schließt wieder ein Vakuumkammer an, welche die* LN_2*- von der großen inneren LHe-Kammer des Jumbo-Kryostaten trennt. Nach [Hor99].*

Vom Institut für Technische Physik des Forschungszentrums Karlsruhe wurde der supraleitende Magnet „Jumbo” zur Verfügung gestellt. Er besteht aus supraleitenden $NbTi$ und Nb_3Sn Spulen, die mit flüssigem Helium (LHe) gekühlt werden. Um den Heliumverbrauch der Kühlung niedrig zu halten, setzt sich der Kryostat aus verschiedenen isolierenden Kammern zusammen. Eine Querschittszeichnung ist in Abbildung 4.17 zu sehen. Die erste äußere Kammer ist eine Vakuumkammer. Sie schützt die inneren Kammern vor Erwärmung. Als nächstes folgt die Flüssig-Stickstoffkammer (LN_2) mit $T = 77\,K$. Eine weitere

Vakuumkammer trennt diese von der Flüssig-Heliumkammer mit T = 4,2 K, in der sich die Spulen befinden.

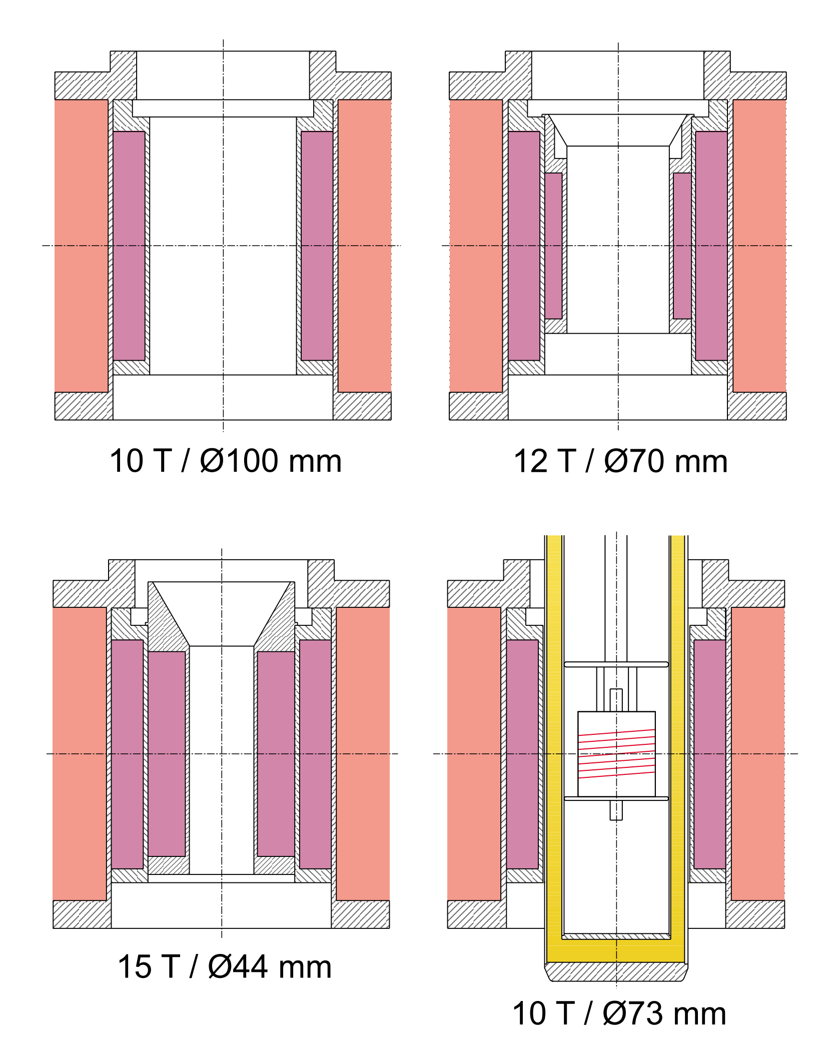


Abbildung 4.18: Die „Jumbo" Konfigurationen.
Bei unseren Messungen wird die Konfiguration rechts unten verwendet: In die 100 mm Bohrung wird das Warmrohr - ein rohrförmiges, vakuumisoliertes Gefäß eingelassen, welches einen großen Bereich an Temperatureinstellungen möglich macht. Die dunklen Flächen stellen die Spulen dar. Nach [Hor99].

Der Magnet kann in verschiedenen Spulenkonfigurationen betrieben werden. Er besteht aus drei in Reihe geschalteten Spulen, von denen sich die innerste Spule herausnehmen läßt. Abhängig von der Konfiguration sind im Innern der Spulen magnetische Flußdichten bis zu B = 15 T möglich. Mit Hilfe des GFK-Stabes, wird der Hybrid genau ins Innere der Spulen gebracht, um eine maximale Homogenität des Magnetfeldes zu erreichen. Der zur Verfügung stehende Raum ist abhängig von den eingesetzten Spulen. In maximaler Spulenausstattung (B = 15 T) stehen nur d = 44 mm Durchmesser der Bohrung zur Verfügung. Bei der Konfiguration mit B = 12 T sind es d = 70 mm und bei der

mit B = 10 T immerhin d = 100 mm. Da die Messungen bei variabler Temperatur durchgeführt werden sollen, wird ein weiterer kleiner Kryostat in die Bohrung mit d = 100 mm eingelassen - das Warmrohr. In ihm kann nun die Temperatur von T = 4,2 K an aufwärts geregelt werden. Wir verwendeten Temperaturen von T = 77 K bis T = 300 K. Der verbleibende nutzbare Durchmesser betrug so nur noch d = 73 mm. Die möglichen Spulenkonfigurationen sind in Abbildung 4.18 zu sehen. Bei unseren Messungen werden magnetische Flußdichten bis zu B = 9 T verwendet.
Die örtliche Homogenität des Magnetfeldes läßt sich mit Hilfe der Abbildung 4.19 abschätzen. Sie zeigt eine Simulation des Spuleninnern bei B = 10 T in der 10 T-Konfiguration ohne Warmrohr. Die z-Achse zeigt in Richtung der Magnetfeldlinien. Die Koordinate R gibt den Radius der zylindrischen Bohrung an. Das maximale Magnetfeld hat danach eine Abweichung von 7,7 % in Δz = 6 cm und ΔR = 8 cm um den Mittelpunkt der Spulen.

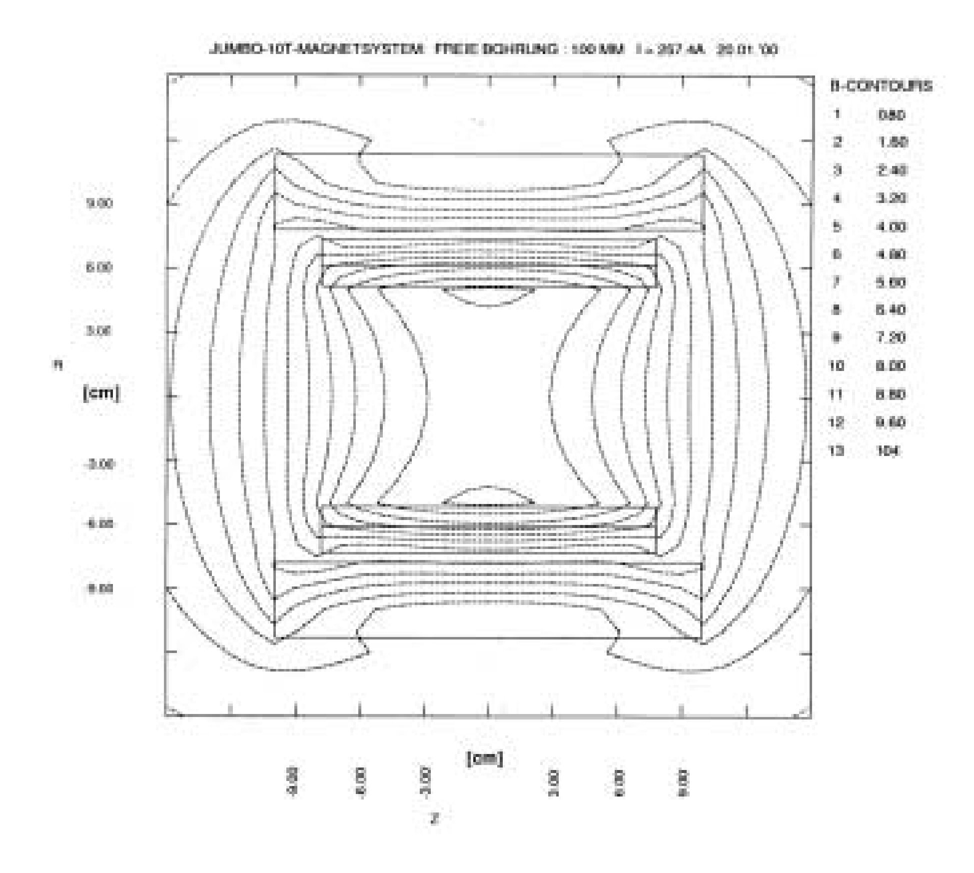


Abbildung 4.19: Simulation des Spuleninnern bei B = 10 T.
Die Konturen zeigen den Abfall des Magnetfeldes vom Zentrum der Spule an.

4.4 Die Temperatursteuerung

Die in [Röd98] beschriebenen Lorentzwinkelmessungen konnten nur ein einem Temperaturbereich zwischen Raumtemperatur und $-6° C$ durchgeführt wer-

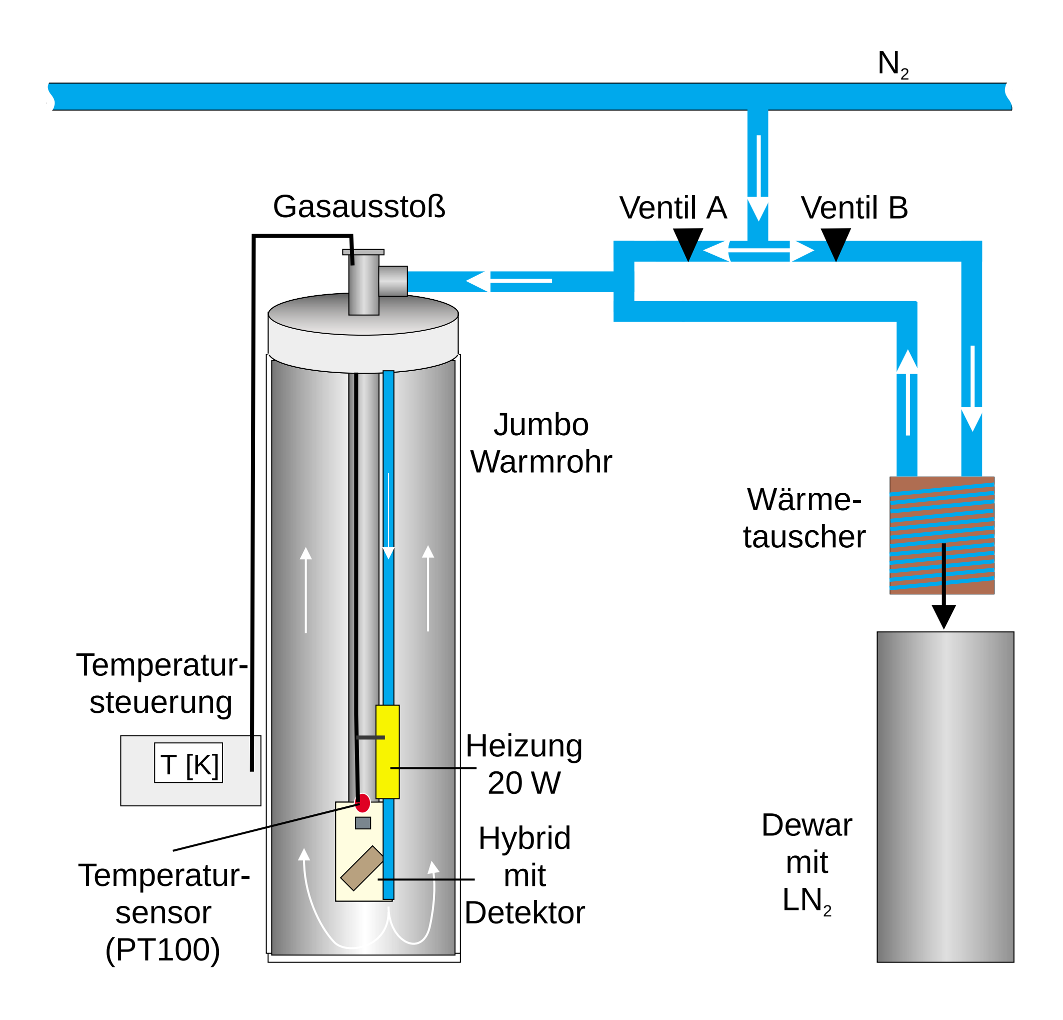


Abbildung 4.20: Die Temperatursteuerung im Lorentzwinkelsetup.
Zwei Ventile regeln die Grobeinstellung der Temperatur über den Fluß von warmen und kalten Stickstoff. Die Feinregelung übernimmt die Temperatursteuerung.

den. Da aber auch der Temperaturbereich um T = 130 K vermessen werden sollte, mußte das Setup erweitert werden. Die Lorentzwinkelmessungen werden nun in einem Temperaturbereich von T = 77 K bis T = 300 K durchgeführt. In Abbildung 4.20 ist das für diese Messungen verwendete Setup dargestellt.
Mit Hilfe eines Wärmetauschers, der in flüssigen Stickstoff (LN_2) getaucht wird, kann gasförmiger Stickstoff bis etwas über die Temperatur von flüssigem Stickstoff ($T_{LN2} = 77\,\mathrm{K}$) abgekühlt werden. Zwei Ventile steuern das Verhältnis zwischen warmem und kaltem Stickstoff und regeln die Flußgeschwindigkeit des Gases. Ventil A regelt die Menge des warmen Stickstoff und Ventil B die des kalten Stickstoffes. Beide Leitungen werden über ein T-Stück zusammengeführt und das gemischte Gas in das Warmrohr eingelassen, wo es nahe der Position des Hybriden ausströmt. Mit dieser Erweiterung kann jede Temperatur von T = 77 K bis Raumtemperatur eingestellt werden. Als problematisch erweist sich jedoch das Halten einer konstanten Temperatur. Mit sehr feinen Einstel-

lungen an beiden Ventilen muß die Temperatur des gemischten Gases an die Zieltemperatur angenähert werden. Die Einstellung einer Temperatur kann so mehrere Stunden in Anspruch nehmen. Wechselnde Umgebungstemperaturen werden durch das Vereisen des Schlauches, der den kalten Stickstoff führt, und das Wegbrechen des Eises um den Schlauch verursacht. Dies kann eine eingestellte Temperatur zum Ausbrechen veranlassen. Durch die Verwendung des Isoliermaterials Armaflex um die Schläuche kann das Vereisen verringert und das sich gebildete Eis zusätzlich vor dem Abbrechen geschützt werden.

Um die langen Einstellzeiten zu verringern, wird eine Temperatursteuerung verwendet. Die Temperatursteuerung regelt eine Heizung, die sich an der Mitte des GFK-Stabes befindet. Da er die Feineinstellung der Temperatur übernimmt, muß an den Ventilen nur noch grob die Größenordnung der Temperatur eingestellt werden. Die Heizung besteht aus einem 20 cm langen Kupferrohr mit einem Außendurchmesser von d = 5 mm, um den Widerstandsdraht mit einem spezifischen Widerstand von $\rho = 2,7\,\Omega/\mathrm{m}$ gewickelt wurde. Der gesamte Widerstand beträgt etwa R = 15 Ω. Sie wird mit einem Strom zwischen 1 A und 1,5 A betrieben. Mit $P = UI = RI^2$ ergibt dies eine Heizleistung zwischen 15 und 33,75 W. Da der Wärmeübertrag des Kupferrohrs auf die durchströmende Luft zu gering ist, wird eine vielfasrige Kupferlitze in das Rohr eingelassen. Die Oberfläche des Kupferleiters vergrößert sich dadurch und kann deshalb durch den erhöhten Kontakt mit der durchströmenden Luft mehr Wärme übertragen. Die Solltemperatur wird an der Temperatursteuerung eingestellt. Sie verfügt über ein Relais, welches den Stromkreis der Heizung ein- und ausschaltet. Über einen PT100-Widerstand, der über dem Hybrid positioniert ist, bestimmt sie die Temperatur der umgebenden Luft. Weicht die Temperatur um mehr als 2 K von der Solltemperatur ab, wird die Heizung ein bzw. ausgeschaltet.
Um die Temperaturen, die am Hybriden herrschen, genauer zu bestimmen, wurden fünf weitere Meßwiderstände angebracht. Tabelle 4.3 beschreibt ihre Positionen und ihre Bezeichnungen, die auch in den Schaubildern verwendet werden.

Bezeichnung	Messung
heater	Temperatur der Heizung
PCB p-side	Temperatur auf der p-Seite des Hybriden
PCB n-side	Temperatur auf der n-Seite des Hybriden
gas outlet	Temperatur des ausströmenden Stickstoffs
airflow	Umgebungstemperatur um den Hybrid (2-Punkt Messung)
airflow (corr)	Umgebungstemperatur um den Hybrid (4-Punkt Messung)

Tabelle 4.3: Die Temperaturmeßwiderstände PT100.
Angegeben sind die Bezeichnungen und die Meßpositionen der PT100-Widerstände.

Da die widerstandsbehafteten Zuleitungen der Meßwiderstände unweigerlich eine Verfälschung der Messung verursachen, wird der Meßwiderstand

„airflow" durch eine 2-Punkt und durch eine 4-Punkt Messung ausgelesen. Mit der Differenz beider Messungen läßt sich der Fehler berechnen und die Ergebnisse korrigieren.

Die PT-100 Widerstände werden mit einem KEITHLEY 2000 mit integrierter Scannerkarte gemessen und über GPIB[17] mit der Auslesesoftware gespeichert. Abbildung 4.21 zeigt den Temperaturlog eines Meßtages. Aufgetragen sind die Temperaturen der p-, der n-Seite und der Umgebungsluft über den Meßzeiten. Ersichtlich ist, daß die Temperaturwerte der 2-Punkt Messungen etwa 8 K über denen der 4-Punkt Messungen liegen.

Die Temperaturen können relativ schnell eingestellt werden. So waren zur genauen Einstellung der Temperaturen von etwa 113 K auf 93 K nur 17 Minuten notwendig. Die Instabilität um etwa 14 Uhr kam zustande, da im Wärmetauscher flüssiger Stickstoff kondensiert war und das Rohr verschloß. Die Kühlung setzte somit aus. Das Problem konnte mit der kurzfristigen Entnahme des Wärmetauschers aus dem LN_2-Bad gelöst werden. Hierbei muß sehr sorgfältig und vorsichtig vorgegangen werden, da das Volumen von Stickstoff beim Übergang von flüssiger in gasförmige Phase instantan zunimmt. Bei Beginn des Siedens entweicht das Gas unter sehr hohem Druck aus dem Wärmetauscher. Man muß ihn deswegen von den Zuleitungsschläuchen des Warmrohrs trennen um eine Beschädigung des Hybriden zu vermeiden.
Aus Abbildung 4.22 kann man die Temperaturdifferenz zwischen n- und p-Seite ablesen. Bei diesen Messungen lag die Temperatur der n-Seite etwa 6 K tiefer als die der p-Seite. Die Schwankungen beider Seiten belaufen sich auf etwa 3 K. Die Temperaturschwankungen der Heizung betragen bis zu 33 K, die des geregelten Gases etwa 20 K.

[17]GPIB: General Purpose Interface Bus

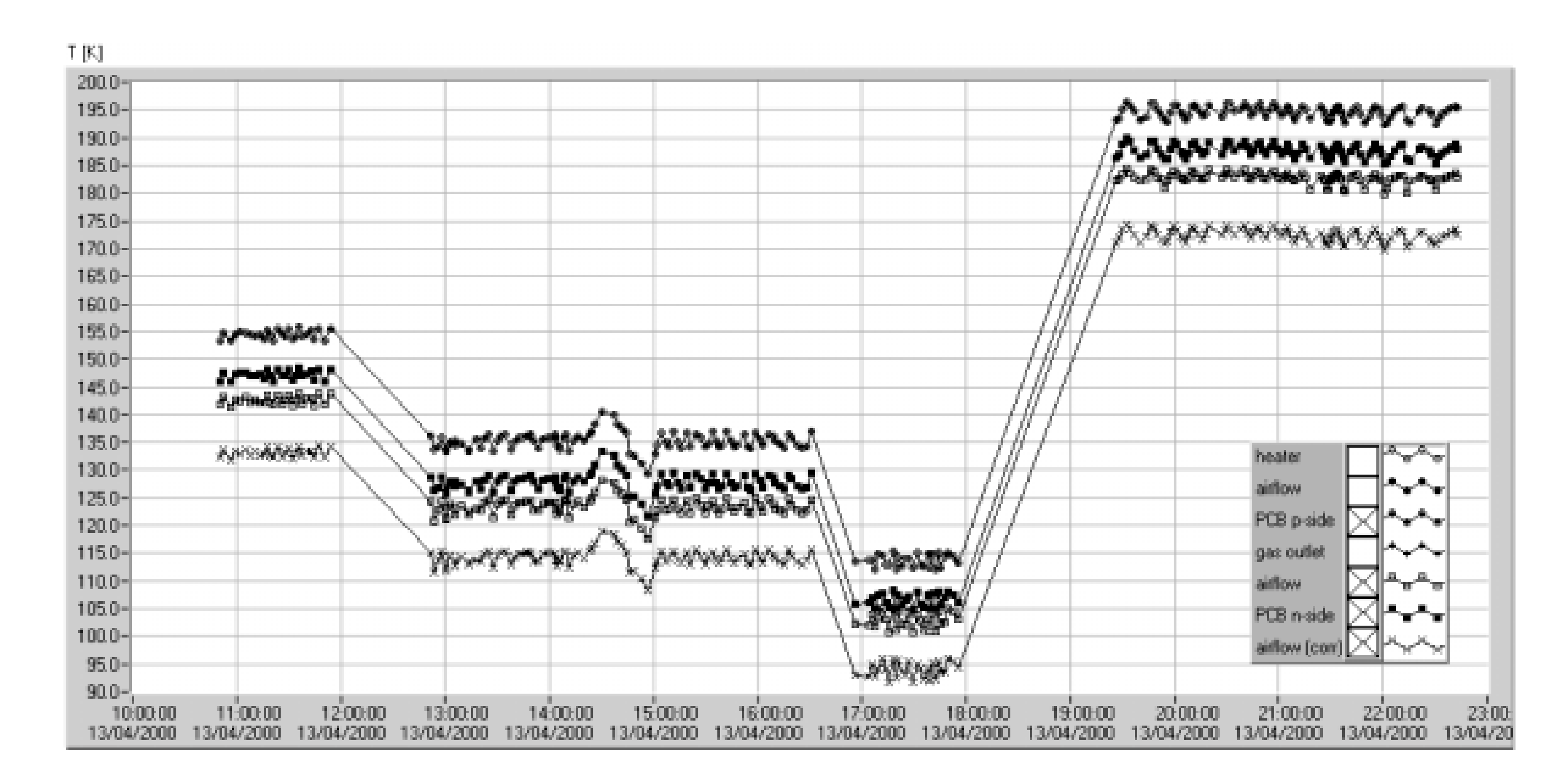


Abbildung 4.21: Temperaturaufzeichnung eines Meßtages.
Aufgetragen sind die Temperaturen auf der p- und n-Seite des Detektors und die Temperatur des umgebenden Luftflusses (2- und 4-Punkt Messung) über der Meßzeit.

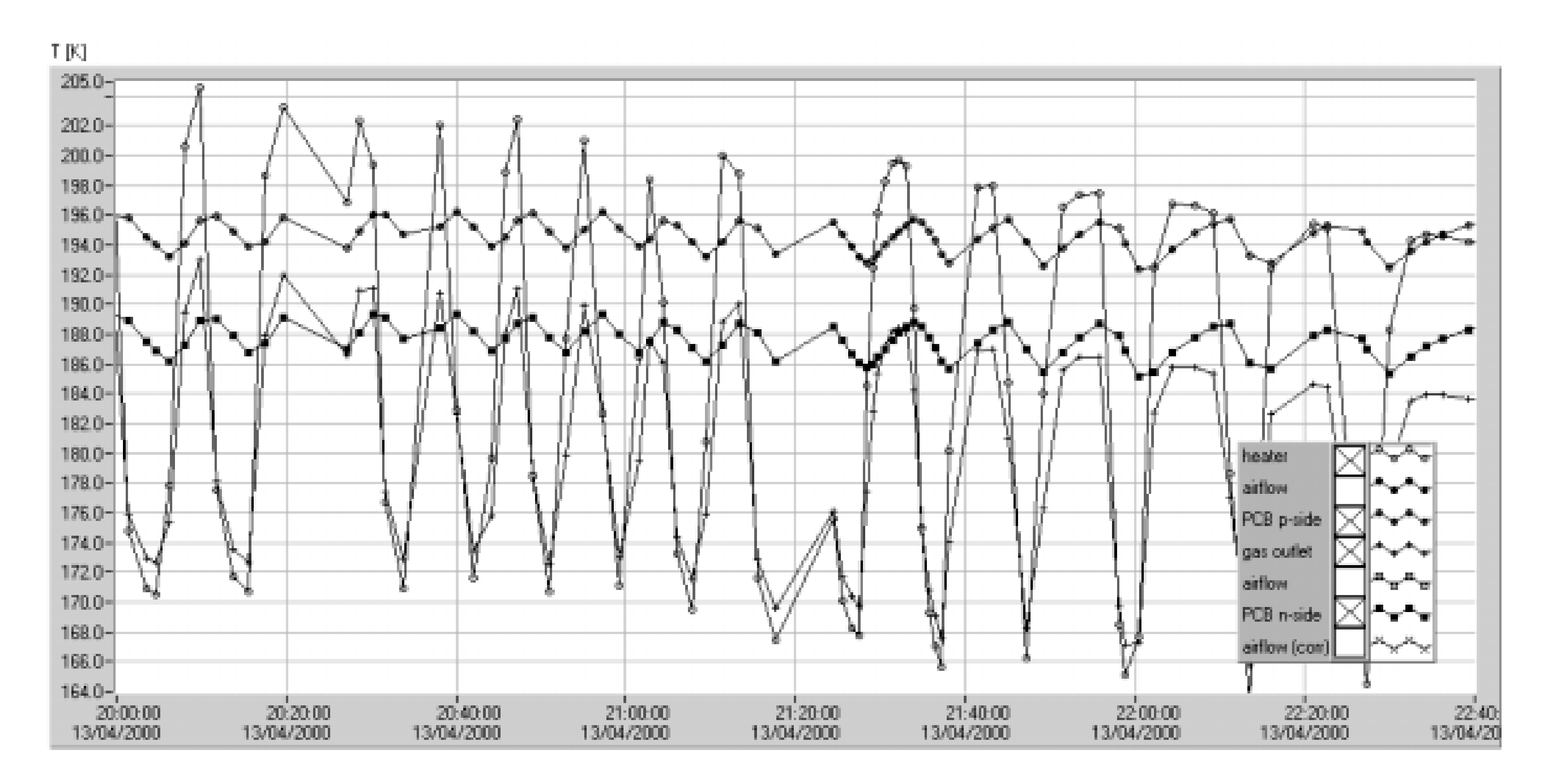


Abbildung 4.22: Vergleich der Temperaturen des Hybriden von n- und p-Seite.
Die Temperaturen der Heizung und des Gases am Auslaß bilden eine Einhüllende um die Temperaturen des Hybriden.

Kapitel 5

Die Auslesesoftware

In diesem Kapitel wird die Rohdatenbearbeitung, die Softwareentwicklung, die entwickelten Datenerfassungsprogramme und die Auswertungssoftware beschrieben.

5.1 Die Softwareentwicklung

Die Software wurde auf einem WINDOWS NT 4.0 System entwickelt, da hier die Treiberunterstützung für die verwendeten Interfacekarten von National Instruments gegeben war. Mit ihnen wurde das Programmpaket NI-VXI geliefert. Es enthält unter anderem die Programme *resman*[1] und *T&M*[2]*-Explorer*.

Jede VME-Karte besitzt einen bestimmten Adressraum, in dem ihre internen Register liegen. Über sie erfolgt die Programmierung der Karten. Die Basisadressen der Treiberkarte und des Flash-ADCs können über kleine Stellräder auf ihren Platinen konfiguriert werden. Die Basisadresse der Treiberkarte lag bei C10000h, die des Flash-ADCs bei C20000h.
Das Programm *T&M-Explorer* verwaltet die Einstellungen der Basisadressen. Es weist jeder Karte eine logische Adresse (LA) zu. So wurden der Treiberkarte die LA 380 und dem Flash-ADC die LA 370 zugewiesen. In Abbildung 5.1 ist die Konfiguration des *T&M-Explorers* für das verwendete Setup dargestellt. Das Programm *resman* greift auf die im *T&M-Explorer* gespeicherten Daten zu und initialisiert die MXI-2- und die VME-Hardware.
Um den korrekten Zugriff auf die Karten zu testen, kam das Programm *VXI Interactive Control* aus Abbildung 5.2 zum Einsatz. Mit diesem Programm ist es möglich, jeden Zugriff auf den VME-Bus und auf seine Karten manuell durchzuführen. So lassen sich zum Beispiel Register, Interrupts und Trigger lesen und schreiben. Über den Erfolg eines Zugriffs informieren 10 Status Bits. Hier sind die korrekten Einstellungen zum Lesen des Registers 4h der Treiber-

[1]resman: resource manager
[2]T&M: Test & Measurement

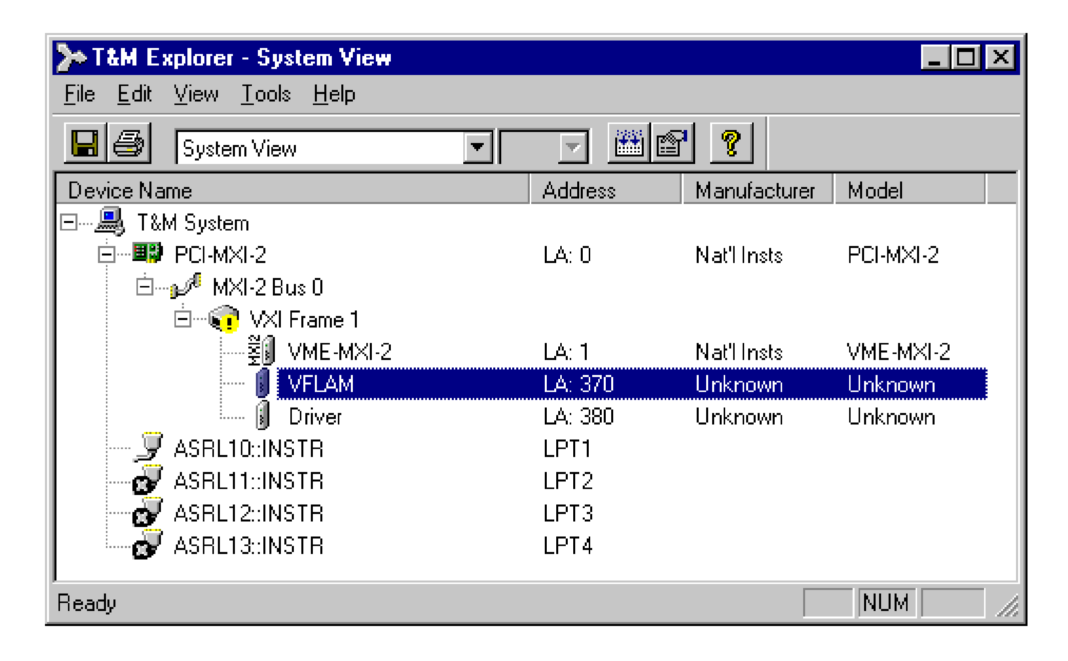


Abbildung 5.1: *T&M-Explorer.*
Initialisierung des MXI-2 und des VME-Busses über das Programm Test & Measurement Explorer.

karte dargestellt (VME-Adresse: C10000h + 4h =C10004h). Die verwendeten Einstellungen für den Zugriff auf beide Karten lauten:

- Adressraum: A24 (24 Bit)
- Datenbreite: D16 (16 Bit)
- Privileg: Non privileged Data Access

Die Datenerfassungssoftware wurde mit der Programmiersprache „G" geschrieben. Hierzu wurde die Programmierumgebung LabVIEW der Firma National Instruments verwendet. Das „G" steht für „graphische" Softwareentwicklung. Elemente einer Programmiersprache, wie zum Beispiel logische Operatoren und Unterprogramme, stehen als Symbole zur Verfügung. Variablen entsprechen Leitungen, mit denen die Symbole verbunden werden. Die Verwendung von LabVIEW bietet den Vorteil, auf einfache Art und Weise graphisch ansprechende Programme in kurzer Zeit zu programmieren. Die Ein- und Ausgabe erfolgt über vorgegebene symbolische Regler, Schalter und Graphen verschiedener Art. Programme werden VIs[3] genannt. Eine Kompilierung ist nicht notwendig. Die einfache Programmierung bedingt eine langsamere Ausführungsgeschwindigkeit. Bei rechenintensiven Algorithmen empfiehlt es sich deswegen konventionelle Programmiersprachen zu verwenden. In LabVIEW stehen hierfür die sogenannten CINs[4] zur Verfügung. Mit ihnen lassen sich vorkompilierte, in „C" geschriebene Programme einbinden. Die

[3]VI: Virtual Instrument
[4]CIN: Code Interface Node

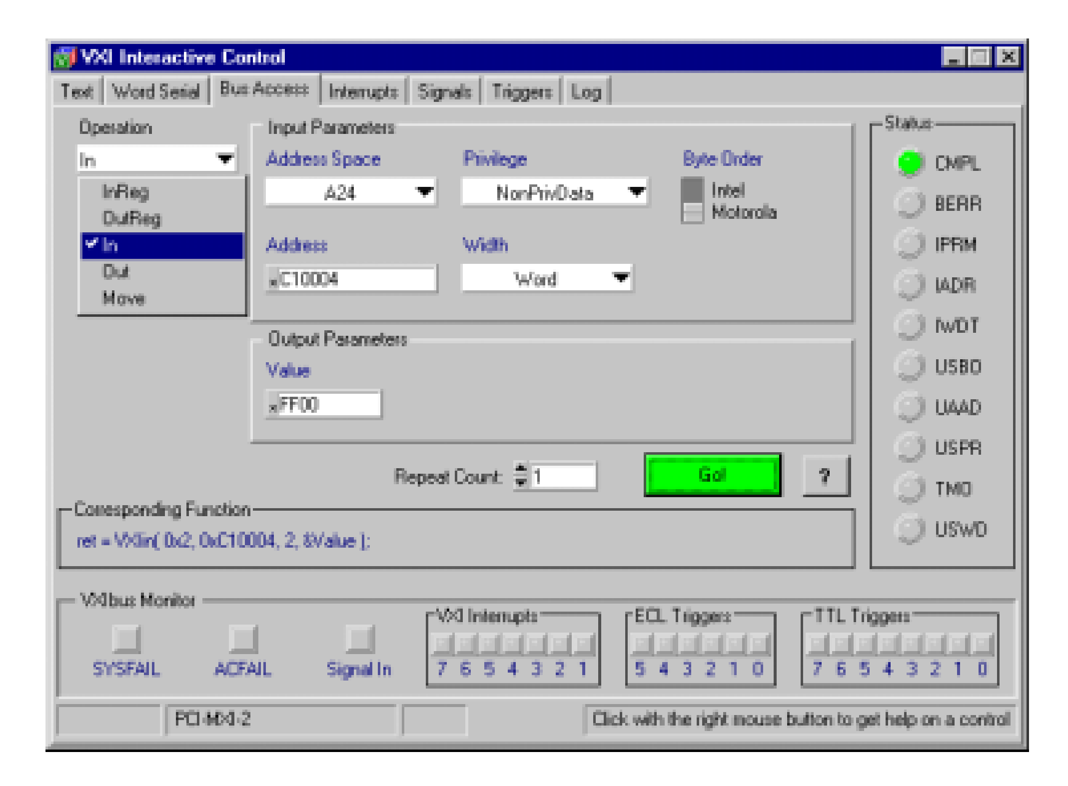


Abbildung 5.2: Das Programm *VXI Interactive Control*.
Mit diesem Programm können Zugriffe aller Art auf den VME-Bus getestet werden. Gezeigt wird eine Lesezugriff auf Adresse C10004h.

Extraktion der Signale aus den Rohdaten erfolgt während der Datenerfassung. Die Rohdaten werden mit C-Programmen bearbeitet und über die CINs in das Hauptprogramm der Datenerfassung integriert.

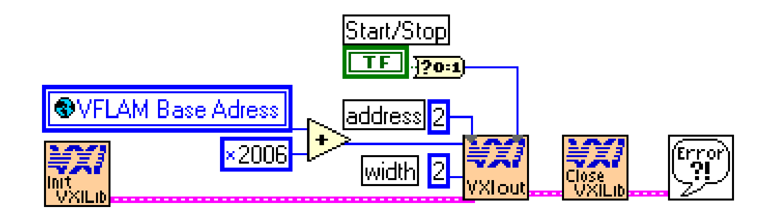


Abbildung 5.3: Beispiel der Programmierung unter LabVIEW.
Dieses Unterprogramm ist ein Teil des Quellcodes und demonstriert den Registerzugriff auf den Flash-ADC.

Bei der Softwareentwicklung war es notwendig, einige Unterprogramme zu schreiben, welche die Grundfunktionen der Treiberkarte und des Flash-ADCs zur Verfügung stellen. Es mußten die Register beider Karten programmiert werden. LabVIEW stellt die Routinen *VXIout* und *VXIin* zur Verfügung, um den Zugriff auf den VME-Bus zu steuern. Sie sind Teil einer Bibliothek, die

vor der Verwendung initialisiert werden muß. Abbildung 5.3 zeigt eines der erstellten Unterprogramme. Es schreibt einen boolschen Wert in das Register 2006h des Flash-ADCs. Die verwendeten Parameter regeln den Zugriff auf den Adressraum A24 (address=2) und die verwendete Datenbreite D16 (width=2).

5.2 Die Rohdatenbearbeitung

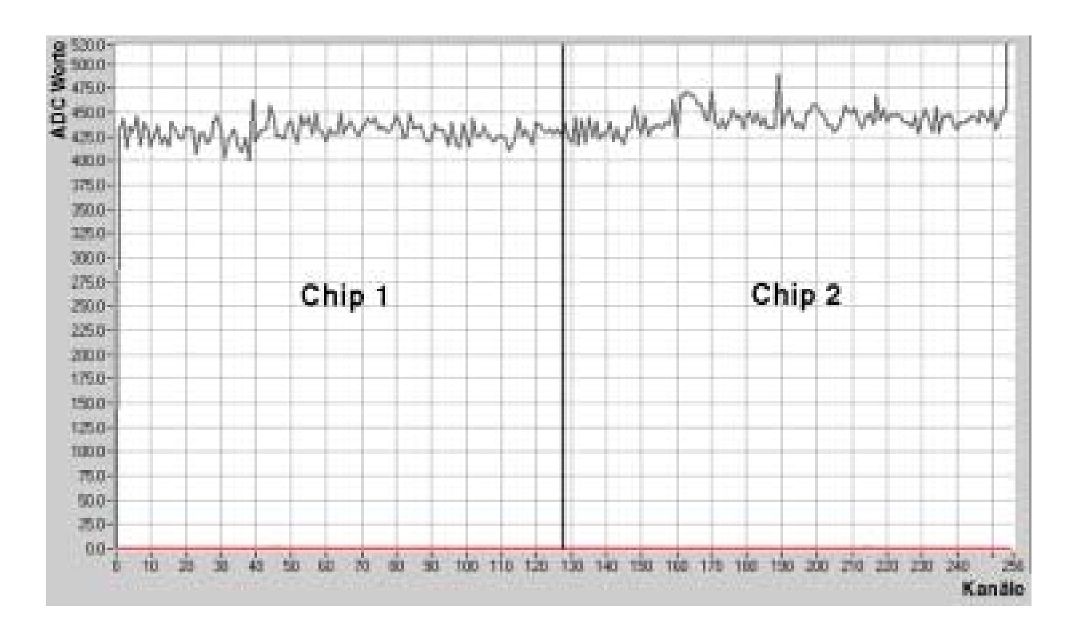


Abbildung 5.4: Die *Pedestals* des Detektors KA10.
Die Kanäle 1-128 gehören zu dem Auslesechip, der die p-Seite des Detektors ausliest, die Kanäle 129-256 zu dem, der die n-Seite ausliest.

Die ADC-Daten können in ihrer ursprünglichen Form nicht zur Berechnung des Lorentzversatzes verwendet werden. Die Rohdaten müssen mit einem Algorithmus bearbeitet werden, um das Signal zu extrahieren. Die Rechenleistung eines PC-Systems reicht aus, um die Rohdatenbearbeitung gleich während der Auslesephase durchzuführen. Dem Signal sind zwei Offsets überlagert. Der erste Offset, die sogenannten *Pedestals*, variieren von Kanal zu Kanal. Sie bleiben zeitlich konstant, sind aber spannungs- und temperaturabhängig. Deswegen müssen sie bei Veränderung einer dieser Parameter neu berechnet werden. Dies geschieht, indem der Detektor mehrmals ausgelesen wird und aus den genommenen Daten der Mittelwert der Pulshöhen eines jeden Kanals berechnet wird. Der Laser darf hierbei nicht angeschaltet sein, da ein Signal die Offsetberechnung verfälschen würde.

In den folgenden Formeln stehen die Variablen i für die Nummer des Auslesestreifens, c für die Nummer des Auslesechips, n für die Nummer des Auslesezyklus und $nmax$ für die maximale Anzahl der Auslesezyklen.

$$PED(i) = \overline{ADC}(i) = \frac{\sum_{n=1}^{nmax} ADC_n(i)}{nmax} \tag{5.1}$$

Bei unseren Messungen wurden für die *Pedestal*-Berechnungen die ADC-Werte aus 10 bis 30 Auslesezyklen gemittelt. Abbildung 5.4 zeigt die *Pedestals* des Detektors KA10.



Abbildung 5.5: *Common Modes* der beiden Premux128-Chips des Hybrids des Detektors KA10.
Der Common Mode ist von Datennahme zu Datennahme verschieden. Hier beträgt die Common Mode Korrektur der Auslesechips etwa 1 bis 2 ADC-Einheiten.

Der zweite Offset ist chipabhängig. Er ist für alle 128 Kanäle eines Premux128-Chips gleich. Seine Berechnung ist etwas aufwendiger, da er nicht zeitlich konstant ist, sondern von Datennahmezyklus zu Datennahmezyklus variiert. Er kann also nicht vor der eigentlichen Messung bestimmt werden, sondern muß während der Datenauswertung berechnet werden. Dieser Offset wird *Common Mode* genannt:

$$COM_n(c) = \frac{\sum_{i=1}^{128} ADC_n(i) - Ped(i)}{128} \tag{5.2}$$

Abbildung 5.5 zeigt den *Common Mode* eines Datennahmezyklus für die beiden Premux128-Chips des Hybrids des Detektors KA10. Nach der *Pedestal* und der *Common Mode* Korrektur, verbleibt nur die zeitliche Schwankung der einzelnen Kanäle um die Grundlinie. Dieses Rauschen wird wie folgt berechnet:

$$NOI(i) = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^{nmax} PH_n(i)^2}{nmax}} \tag{5.3}$$

mit

$$PH_n(i) = ADC_n(i) - PED(i) - COM_n(c) \tag{5.4}$$

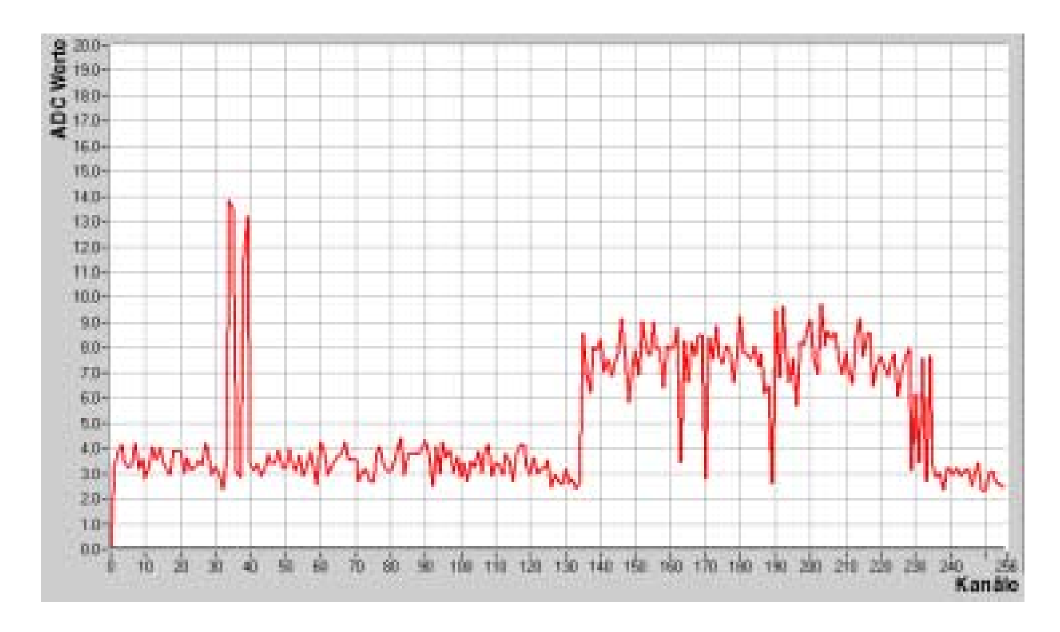


Abbildung 5.6: Das Rauschen der Streifen des Detektors KA10.
Die Kanäle 1 bis 128 sind mit den Streifen der p-Seite des Detektors verbunden, die Kanäle 135 bis 188 mit den Streifen der n-Seite des Detektors. Zwischen den Kanälen 30 und 40 deuten zwei Rauschspitzen auf zwei Pinholes hin. Drei Kanäle mit niedrigem Rauschen sind zwischen den Kanälen 160 und 190 zu erkennen. Sie deuten auf defekte Bonds oder auf sogenannte Breaks hin.

Abbildung 5.6 zeigt das Rauschen des Detektors KA10. Der erste Chip mit den Kanälen 1 bis 128 ist mit der p-Seite des Detektors verbunden. Der zweite Chip liest die n-Seite des Detektors aus. Hier sind nicht alle Eingangskanäle des Chips mit dem Detektor verbunden, sondern nur die Kanäle 135-188. Das Rauschen ist abhängig vom Eingangsstrom in die Verstärker des Premux128-Chip und von der Kapazität eines Streifens. Die kleineren Streifen der p-Seite verursachen weniger Rauschen als die längeren Streifen der n-Seite. Zwischen den Streifen 30 und 40 kann man zwei Spitzen des Rauschens erkennen. Sie stammen von sogenannten *Pinholes*. An diesen Streifen ist die kapazitive SiO_2-Kopplung auf dem Detektor geschädigt. Die Auslesestreifen sind leitend mit den Eingangkanälen des Premux128-Chips verbunden. Der Eingangsstrom dieser Kanäle hat sich stark erhöht. Dies kann auch bei der Beobachtung des Leckstroms des Detektors festgestellt werden. Detektoren ohne *Pinholes* hatten Leckströme im nA-Bereich. Bei einem Detektor mit *Pinholes* konnten Leckströme von einigen μA gemessen werden. Drei Kanäle mit niedrigem Rauschen sind zwischen den Kanälen 160 und 190 zu beobachten. Sie deuten auf defekte Bonds hin. Möglich wäre auch ein *Break* - ein Bruch des Al-Auslesestreifens, der die Kapazität des Streifens verringert.

Durch die Verwendung des Lasers, liefert die *Common Mode* Berechnung fehlerhafte Werte. Da sie das Mittel der Signalhöhe über alle Kanäle eines Detektors berechnet, verursacht die *Common Mode* Korrektur eine Verschiebung der Grundlinie des Detektors. Dies wirkt sich nachteilig auf die Ladungsschwerpunktsberechnung aus und muß verhindert werden.
Eine zusätzliche iterative *Common Mode* Korrektur kann diesen Fehler korrigieren: Es werden nur Kanäle einbezogen, die folgende Bedingung erfüllen:

$$| PH(i) | < AVNTHRES \cdot AVERN(c) \tag{5.5}$$

$$AVERN(c) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{128} PH(i)^2}{imax}}, \tag{5.6}$$

wobei AVNTHRES ein variabler Faktor ist und AVERN das durchschnittliche Rauschen der einbezogenen Kanäle des ganzen Chips darstellt. AVERN wird nach jeder Iteration neu berechnet. Am Anfang sind noch alle Kanäle des Chips in die Berechnung integriert, am Ende nur noch diejenigen, welche die oben genannte Bedingung erfüllen. Diese Bedingung verhindert, daß Kanäle, welche einen Lasertreffer detektieren, zur *Common Mode* Berechnung herangezogen werden. Die Iterationsschleife wurde in unserem Algorithmus dreimal durchlaufen. Abbildung 5.7 zeigt die Grundlinienverschiebung nach der ersten *Common Mode* Berechnung aufgrund eines starken Lasersignals von 300 ADC Einheiten (Linie: n1.com) und die korrigierten Werte nach der iterativen Korrektur (Linie: PH). Gute Werte lieferte AVNTHRES=2.

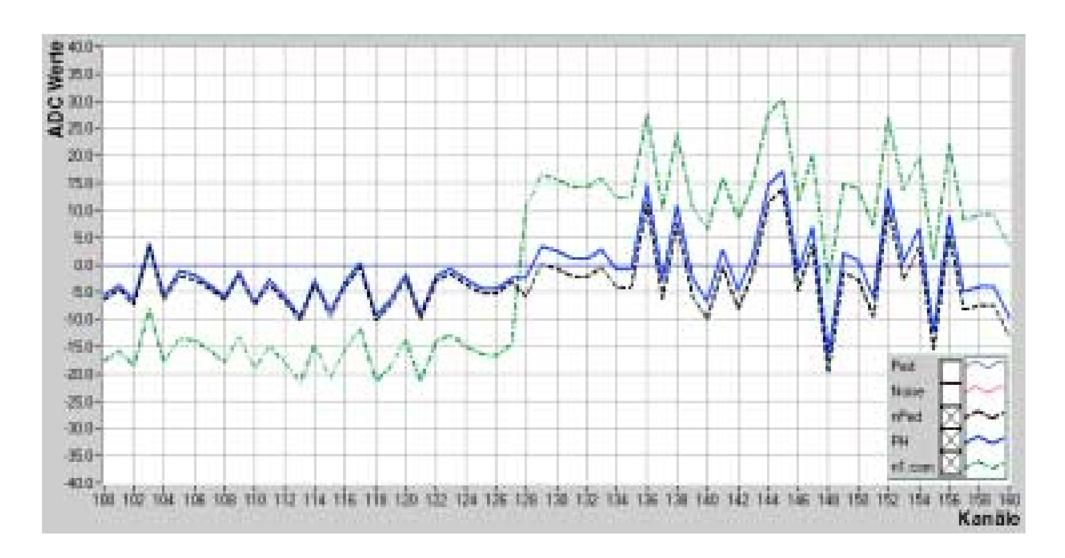


Abbildung 5.7: Grundlinienverschiebung durch großes Signal.
Durch die iterative Berechnung des Common Modes *wird dieser Effekt korrigiert. Aufgetragen sind die Daten nach der Pedestalkorrektur (gestrichelte Linie), nach der 1. Common Mode Berechnung (gestrichelt-punktierte Linie) und nach der iterativen Common Mode Berechnung (durchgezogene Linie)*

Abbildung 5.8 zeigt die Signale während der einzelnen Berechnungsstufen wie sie im Ausleseprogramm zu sehen sind.
Nach diesen Kalkulationen liegt die Grundlinie der Detektoren wieder auf Null und mit der Berechnung des Ladungsschwerpunkts kann begonnen werden.
Der Ladungsschwerpunkt ist definiert als:

$$\bar{x}(PH) = \frac{\sum_{i=1}^{imax} PH(i) \cdot x(i)}{\sum_{i=1}^{imax} PH(i)} \tag{5.7}$$

Mithilfe dieser Formel läßt sich der Versatz des Ladungsschwerpunkts bei verschiedenen magnetischen Feldstärken berechnen. Im Anhang befinden sich die Struktogramme zu den verwendeten Algorithmen der *Pedestal* und *Common Mode* Korrektur.

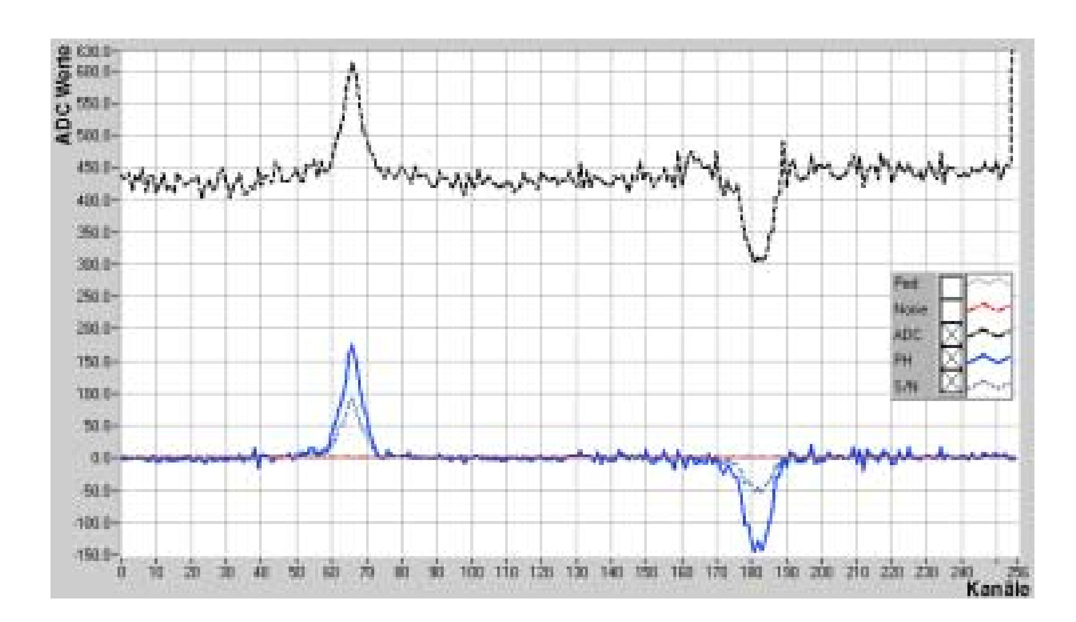


Abbildung 5.8: Rohdaten und Extraktion des Signals.
Dargestellt sind die Rohdaten aus dem ADC (gestrichelte Linie), die extrahierte Pulshöhe (durchgezogene Linie) und das Signal-zu-Rausch Verhältnis (gepunktete Linie).

5.3 Beschreibung der Datennahmesoftware

In den nächsten Unterkapiteln werden das entwickelte Hauptprogramm und die zugehörigen Unterprogramme detailliert beschrieben. Bevor das Programm gestartet werden kann, wird mit dem Hilfsprogramm *resman* die Hardware initialisiert.

5.3.1 Das Fenster „ShowChannels"

Das Fenster „ShowChannels" ist das Hauptprogramm, mit dem das Auslesesetup gesteuert wird. Die Bedienoberfläche ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Das Fenster enthält Graphen mit den *Pedestals* und dem Rauschen eines Detektors. Zwei Histogramme zeigen den *Common Mode* und das durchschnittliche Rauschen eines Chips (Average Noise) an. In einem großen Fenster werden die Daten des ADCs dargestellt. Es lassen sich gleichzeitig die *Pedestals* (PED), das Rauschen (NOI), die unbearbeiteten ADC-Werte (ADC), die extrahierte Pulshöhe (PH) und das Signal-zu-Rausch Verhältnis (S/N) anzeigen.
Dieses Fenster besitzt noch keine Datennahmefunktionalität. Es eignet sich vor allem für den Test eines neuen Hybriden. Verrauschte oder tote Kanäle und *Pinholes*, welche den Algorithmus zur Extraktion der Pulshöhe fehlleiten, können festgestellt werden. Diese defekten Kanäle können markiert und von der Bearbeitung ausgeschlossen werden. Hierzu sind im Quellcode des Programms die funktionierenden und schlechten Streifen eines Detektors definiert. Der richtige Detektor muß deswegen im Unterfenster *Setup* ausgewählt werden.
Bevor ein Detektor ausgelesen wird, müssen einige Parameter für die Auslese eingestellt werden. Der Knopf *Setup* startet das Unterprogramm zur Konfiguration der Software. Es wird im Unterkapitel 5.3.2 erklärt. Nachdem die Parameter eingestellt wurden, kann ein Detektor ausgelesen werden. Beliebig viele Testläufe startet man mit dem Knopf *ShowChannels*, mit dem Knopf *Stop* bricht man sie ab.
Die Messungen werden mit dem Knopf *Start DAQ* gestartet. Eine Messung besteht aus einer definierbaren Anzahl von Datennahmezyklen, aus denen das Ergebnis gemittelt wird.

Die Funktionen im Einzelnen:

- *Setup:* Öffnet das Fenster zur Konfiguration.
- *Pedestal Runs:* Anzahl der Auslesephasen des Detektors zur Pedestalberechnung.
- *Calculate Pedestals:* Liest den Detektor mehrmals aus und berechnet aus den Durchschnittswerten jedes Kanals die *Pedestals*.
- *Save to Disk:* Aktiviert das Logging der Pedestalnahme.
- *Save File:* Eingabe des Dateinamens für die Logdateien. Die Dateinamen werden automatisch mit jeder Messung durchnumeriert.
- *ShowChannels:* Liest den Detektor kontinuierlich aus. Geeignet um den Hybriden zu testen.
- *Stop:* Stoppt die kontinuierliche Auslese mit ShowChannels.
- *Start DAQ:* Startet das Programm Barycenter, mit dem die Ladungsschwerpunktsberechnung erfolgt.

- *Runs:* Anzahl der Durchläufe die zur Ladungsschwerpunktsbestimmung im Programm Barycenter ausgewertet werden.
- *DAC:* Verschiebt den dynamischen Bereich des ADCs um bis zu ± 300 mV. 0h entspricht +300 mV, 800h entspricht 0 mV und FFFh entspricht -300 mV.
- *Skip Clocks:* Anzahl der Taktzyklen, die von der Treiberkarte erzeugt werden, bevor das $Shift_In$ Signal gegeben wird. Der ADC verwirft diese Taktzyklen bei der Konversion. Der Standard ist 12.
- *Automatic Timer Mode:* Aktiviert periodisch nach einer vorgegeben Zeit die Messung.
- *Intervals:* Teilt den angezeigten Bereich der Histogramme in die angegebene Zahl an Intervallen auf.
- *Select Chip:* Wählt den Chip aus, für den die Histogramme angezeigt werden.
- *End Program:* Beendet das Programm.

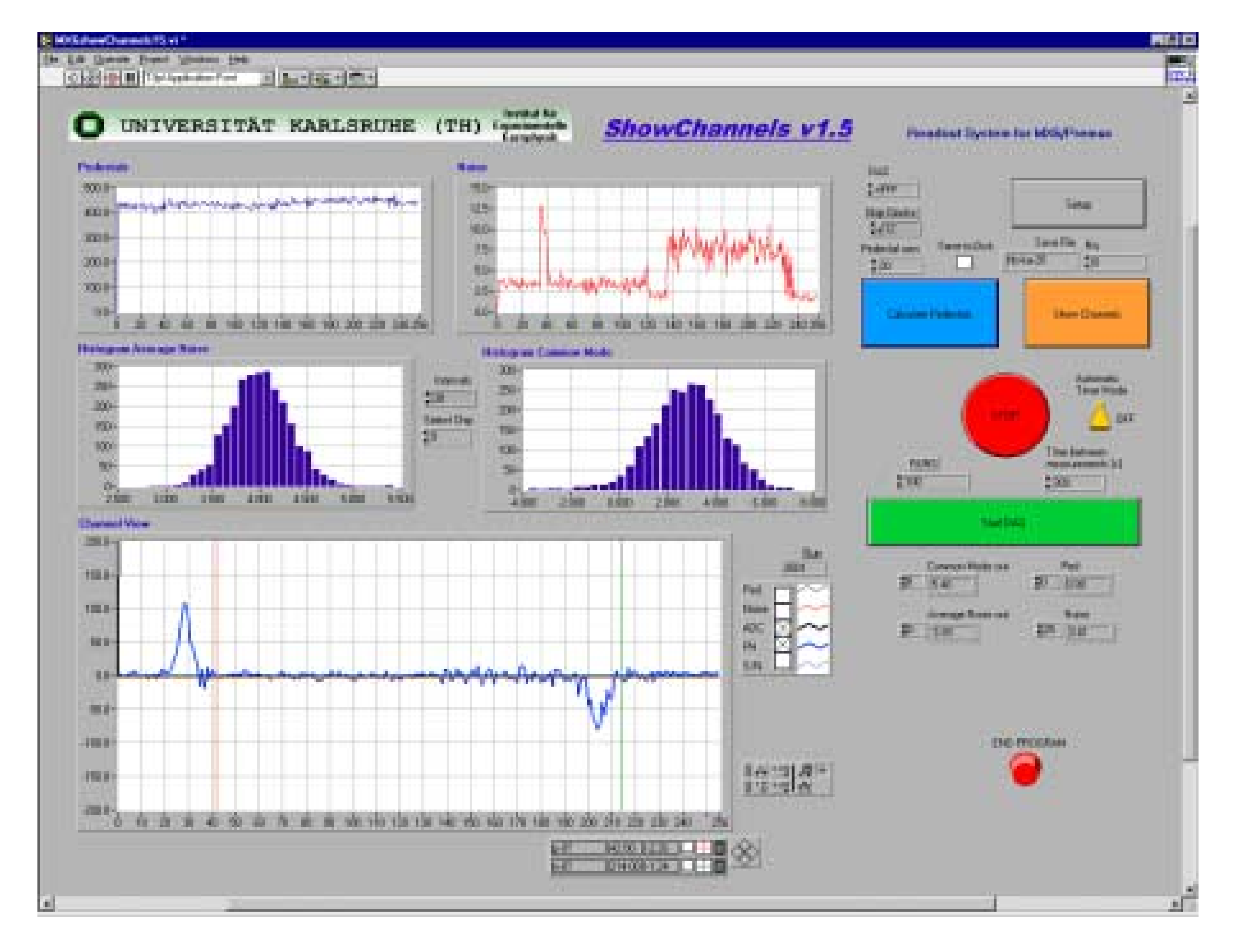


Abbildung 5.9: Das Fenster ,,Showchannels".
Angezeigt werden das Rauschen der Streifen, die Pedestals, zwei Histogramme zur Darstellung des durchschnittlichen Rauschens und der Common Modes der Chips. In dem unteren Graphen werden die Pulsformen dargestellt.

5.3.2 Das Fenster „Setup”

Bevor die Auslese gestartet werden kann, müssen die beiden RAMs der Treiberkarte geladen werden. Der verwendete Detektor und die Anzahl der auszulesenden Streifen müssen ausgewählt werden. Abbildung 5.10 zeigt das Fenster „Setup”. Die Funktionen werden im Folgenden erklärt:

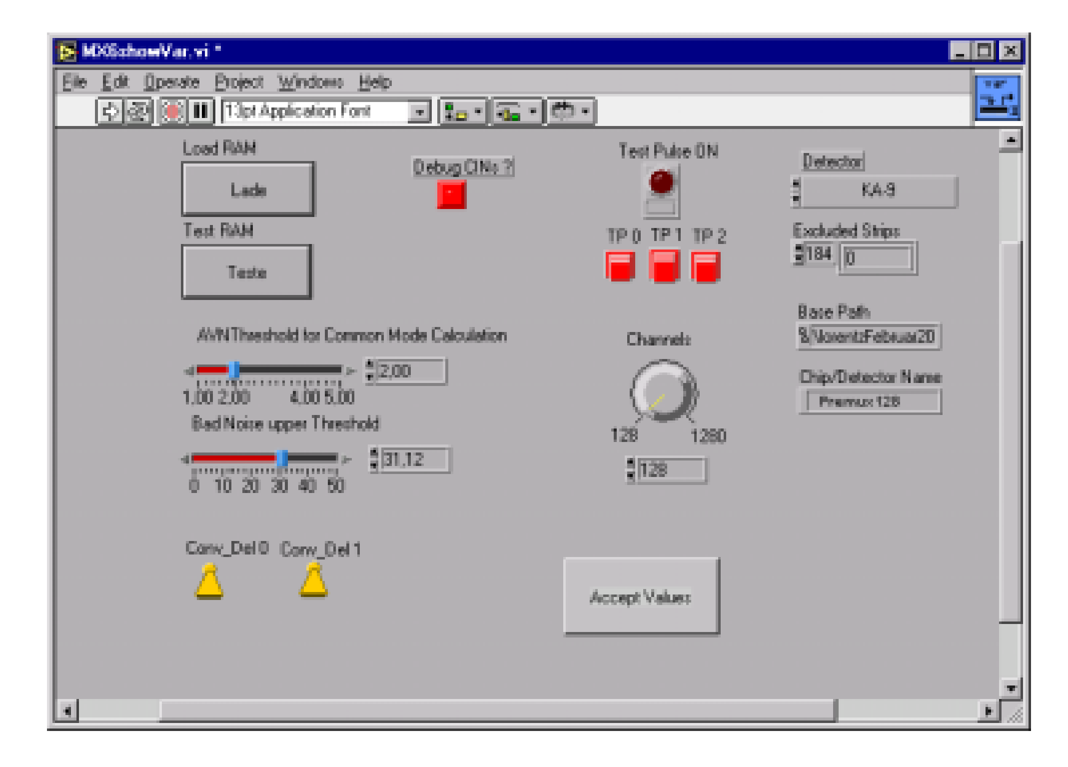


Abbildung 5.10: Das Fenster „Setup”.
Das Fenster „Setup” muß aufgerufen werden, um die RAMs der Treiberkarte zu laden und die Rahmendaten des Detektors auszuwählen.

- *Load RAM:* Die RAMs der Treiberkarte werden mit den Daten für den Datennahmezyklus und den Auslesezyklus geladen. Abbildung 5.11 zeigt das Fenster, in dem das Timing des Auslesechips eingestellt wird. Über das Eingabefeld *Logic RAM* wird der Grundzustand der Signallinie definiert. *Time On* und *Time Off* definieren die Schaltzeiten des Signals. In RAM 1 stehen die Signale für den Datennahmezyklus, in RAM 2 die Daten für den Auslesezyklus. Der Premux128-Chip benötigt nur die Signale $S1, S2, \Phi 1, \Phi 2$ und $Shift_In$. Das Signal *CVRT* liefert das Konversionssignal für den ADC. Mit dem Signal TP können Testpulse auf den Auslesechip gegeben werden. $Window$ ist das Auswahlfenster zum Start eines Auslesezyklus. Die Eingabe $SI_Position$ gibt die Position an, ab der das $Shift_In$ Signal erzeugt und der Token in den Auslesechip geführt wird.

- *Test RAM*: Liest beide RAMs aus. So läßt sich kontrollieren ob der Schreibvorgang erfolgreich war.

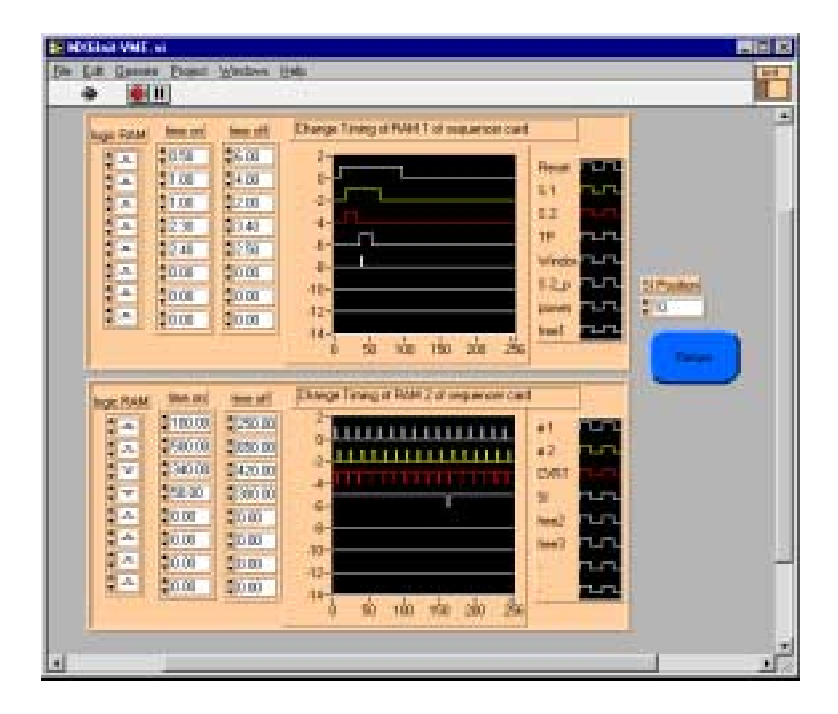


Abbildung 5.11: Das Fenster „Load RAM”.
In diesem Fenster wird das Timing des Auslesechips eingestellt. Oben stehen die Signale der Datennahmephase und unten die der Auslesephase.

- *Debug CINs*: Option zur Anzeige von Debuginformation aus den integrierten C-Programme.
- *Test Pulse On und TP0 .. TP2*: Aktivierung der Test Pulse und Auswahl der Testpulsleitungen.
- *Channels*: Anzahl der Kanäle des Detektors (in Schritten von 128).
- *Detector*: Auswahl des Detektors. Im Quellcode des Programms sind für jeden Detektor die defekten Streifen gekennzeichnet, welche von der Rohdatenbearbeitung ausgeschlossen sind.
- *Excluded Strips*: Hier werden die im Quellcode definierten defekten Streifen angezeigt.
- *Base Path*: Pfadangabe für die Datenaufzeichnung.
- *AVNThreshold*: Das durchschnittliche Rauschen mit diesem Faktor multipliziert, ergibt die Auswahlbedingung für die iterative *Common Mode* Korrektur. Nähere Informationen stehen im Kapitel 5.2 „Die Rohdatenbearbeitung”.
- *Bad Noise Upper Threshold*: Grenze, ab der ein Streifen wegen zu hohem Rauschen von der *Common Mode* Berechnung ausgeschlossen wird.
- *Conv_Del 0, 1*: Verzögerung des *Convert* Signals über zwei Bits.

- *Accept Values*: Bestätigung der gewählten Einstellungen.

5.3.3 Das Fenster „Barycenter"

Mit dem Aufruf des Programms „Barycenter" über den Knopf *Start Daq* beginnt die Messung. Der Detektor wird so oft ausgelesen, wie die Option „RUNS" im Fenster „ShowChannels" angibt. In der Anzeige werden die Mittelwerte der Pulshöhen und des Signal-zu-Rausch Verhältnisses angezeigt.



Abbildung 5.12: Das Fenster „Barycenter".
Diese Fenster beinhaltet die eigentliche Datennahmefunktionalität. Die bei der Berechnung des Ladungsschwerpunkts zu berücksichtigenden Streifen müssen angegeben werden. Die Position des Ladungsschwerpunkts wird ausgegeben. Die Mittelwerte der Pulsformen werden während der Messung angezeigt.

Die Ein- und Ausgabe im Überblick:

- *strip-p/strip-n*: Angabe des Streifens der jeweiligen Seite ab der die Ladungsschwerpunktsberechnung durchgeführt wird.
- *N-p/N-n*: Anzahl der Streifen, die in die Ladungsschwerpunktsberechnung ab den Streifen strip-p/strip-n aufgenommen werden.

- *ph-p/ph-n*: Gemittelte Pulshöhen des Signals auf der p- bzw. n-Seite.
- *sn-p/sn-n*: Signal-zu-Rausch Verhältnis des Signals auf der p- bzw. n-Seite.
- *x(ph)-p/x(ph)-n*: Ladungsschwerpunkt des Signals auf der p- bzw. n-Seite.
- *T[K]*: Anzeige der Temperaturen, die am Hybriden gemessen werden. Siehe auch Tabelle 4.3.
- *B, U, I,* Δt: Hier werden Magnetfeld, Spannung, Leckstrom des Detektors und Verzögerung des Delays angegeben.
- *Save to Disk*: Aktivierung der Rohdatenaufzeichnung.

Die Speicherung der berechneten Ladungsschwerpunkte erfolgt über das eingebaute Logging von LabVIEW. Nach jeder Messung speichert LabVIEW die auf dem Frontpanel angezeigten Daten. Zur Aktivierung muß der Menüpunkt **Operate → Log at Completion** eingeschaltet werden. [lab98]
Eine Übersicht über den Programmablauf und die Funktionalität der Fenster der Software gibt Abbildung 5.13

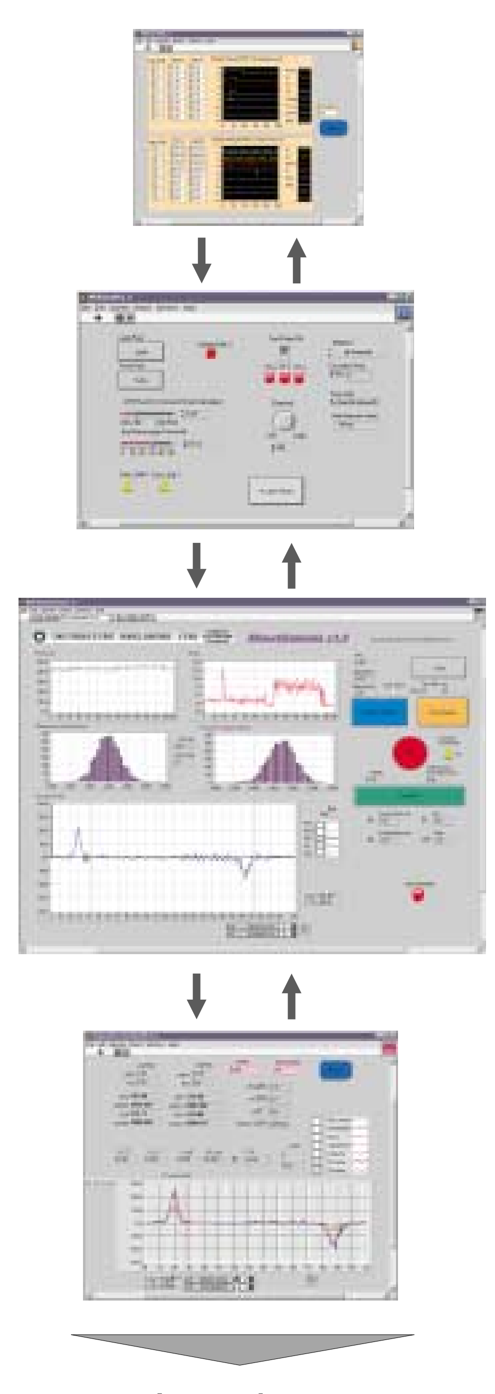
5.4 Die Datenauswertung

Da die gemessenen Daten sehr umfangreich sind, ist es notwendig eine rechnerunterstützte Auswertung zu verwenden. Hier leistet das Programm ROOT[5] [Bru97] gute Dienste. ROOT ist eine Sammlung von C++ Klassen und beinhaltet einen Interpreter. Ein integriertes Grafikpaket macht die Darstellung der gemessenen Daten einfach.

Die Auswertung erfolgt in drei Schritten:

1. Nach den Messungen liegen die Daten in einem nicht lesbaren binären Format einer Logdatei von LabVIEW vor. Mit dem VI *Extract-bary* lassen sich aus den binären Daten lesbare ASCII Text-Dateien erzeugen. Abbildung 5.14 zeigt die Daten, wie sie nach dieser Umwandlung vorliegen. Die erste Zeile gibt Datum und Uhrzeit einer Messung an. Die zweite Zeile beinhaltet eine laufende Numerierung, das Magnetfeld, die anliegende Spannung am Detektor, den Leckstrom des Detektors, die Verzögerung und eine Nummer zur Kennzeichnung der Lichtquelle. Die nächste Zeile zeigt die Temperaturen am Hybriden an. Zeile 4 und 5 gibt Informationen zu den Meßergebnissen der p- und n-Seite. Angegeben ist der Startstreifen der Ladungsschwerpunktsberechnung (strip-p/n), die Gesamtzahl der eingeschlossenen Streifen (N-p/n), die Pulshöhen (ph-n/p), die Ladungsschwerpunkte (x(ph)-n/p), die Höhe des Signal-zu-Rausch Verhältnisses (sn-p/n) und der Ladungsschwerpunkt des Signal-zu-Rausch Verhältnisses (x(sn)-p/n).

[5]ROOT: Weiterentwicklung des Programms „Physics Analysis Workstation" (PAW)



Fenster „Timingprogrammierung“
- Programmierung des RAM 1 und des RAM 2 der LEPSI Treiberkarte mit den spezifischen Timingeinstellungen eines Auslesechips.
- Überprüfung der korrekten Datenübernahme in die beiden RAMs.

Fenster „Setup“
- Anzahl der Auslesestreifen
- Detektorauswahl
- Debugging-Modus
- Pfadangabe zur Speicherung der Rohdaten und der Logfiles
- Testpuls-Modus
- Option „Average Noise Threshold“ zur Feinabstimmung der „Common Mode“-Berechnung
- Option „Bad Noise Upper Threshold“ -zur Vernachlässigung verrauschter Streifen bei der Common-Mode Berechnung
- Optionen Conv_Del zur zeitlichen Feinabstimmung des ADC-Samplings

Fenster „ShowChannels“
- Berechnung der Pedestals und des Rauschens
- Analyse des Auslesechips und des Detektors mittels Histogrammen und direkter Beobachtung der Streifen zur Darstellung des Common Modes und des Rauschens (Noise)
- Option „DAC“ zur Addition eines Spannungsoffsets zum Signal
- Option „Skip Clocks“ zum Verwerfen von Taktzyklen beim Einschwingvorgang des internen Oszillators der Treiberkarte
- Einstellung der Anzahl der Daten Runs
- Option „Save To Disk“ zum Logging der genommenen Pedestals und des Rauschens
- „Automatic Timer Mode“: Starten der Datennahme (Runs) in vorgegebenen Intervallen

Fenster „Barycenter“
- Berechnung des Ladungsschwerpunktes der gemessenen Signale
- Angabe des zur Berechnung heranzuziehenden Streifenbereichs
- Angabe von Logging-Informationen zur Erleichterung der Offline-Datenanalyse
- Option „Save To Disk“ zur Aktivierung des Rohdatenloggings

Logging

Abbildung 5.13: Übersichtstafel der Datennahmesoftware.
Eine Übersicht der Fenster wird dargestellt. Am rechten Rand befindet sich eine Zusammenfassung der zugehörigen Funktionen.

```
04/05/00  10:41
0 8.000000 50.000000 3.700000 -530.000000 0
171.641550 150.002916 160.470026 152.648512 150.469473 154.913448 140.895463
10 40 1627.624472 106.233317 1628.008432 63.295805
160 40 9530.848035 -175.081894 9532.181360 -89.364452

04/05/00  10:44
1 7.000000 50.000000 14.000000 -530.000000 0
167.452777 148.568148 158.316305 150.095845 149.175590 152.831447 139.673367
10 40 1613.341676 107.193323 1614.093886 63.854394
160 40 9517.754554 -173.775468 9519.546755 -88.448597

04/05/00  10:45
2 6.000000 50.000000 14.000000 -530.000000 0
171.323179 149.634645 160.030783 152.435264 150.195774 154.463576 140.589439
10 40 1657.687105 105.574249 1658.223061 62.969592
160 40 9521.014006 -174.121772 9522.315830 -88.653912

04/05/00  10:47
3 5.000000 50.000000 15.000000 -530.000000 0
143.642898 148.998746 159.234735 137.842704 149.334209 153.317851 139.656477
10 40 1692.953083 102.820541 1693.530300 61.265266
160 40 9540.446494 -171.298129 9542.777545 -87.044869
```

Abbildung 5.14: Das Format des Meßprotokolls.

```
04/05/00  10:41  >>   0   8 >> B =  8 - 0T / SLD=0 Tp = 151.4K Tn = 145.8K U =   50 V sP  10 sN 160
04/05/00  11:08  >>   9  17 >> B =  8 - 0T / SLD=0 Tp = 148.6K Tn = 142.8K U =  100 V sP  10 sN 160
04/05/00  11:42  >>  18  26 >> B =  8 - 0T / SLD=0 Tp = 151.6K Tn = 146.0K U =  150 V sP  10 sN 160
04/05/00  12:25  >>  27  35 >> B =  8 - 0T / SLD=1 Tp = 148.3K Tn = 142.7K U =  150 V sP  40 sN 160
04/05/00  12:50  >>  36  44 >> B =  8 - 0T / SLD=1 Tp = 150.7K Tn = 144.8K U =  100 V sP  40 sN 160
04/05/00  01:17  >>  45  53 >> B =  8 - 0T / SLD=1 Tp = 151.4K Tn = 145.7K U =   50 V sP  40 sN 160
04/05/00  04:04  >>  54  63 >> B =  8 - 0T / SLD=1 Tp = 172.8K Tn = 166.2K U =  150 V sP  40 sN 170
```

Abbildung 5.15: Übersicht des Meßprotokolls.

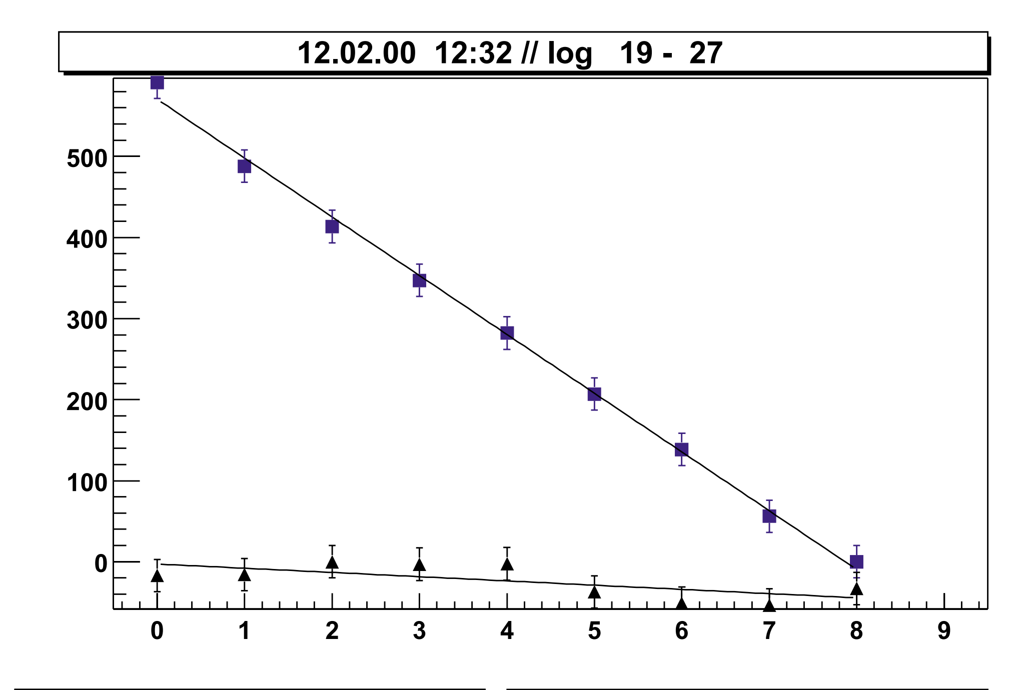
2. Die Messungen sind in dieser Datei kontinuierlich nacheinander aufgezeichnet. Das ROOT-Programm *lognumK.c* durchsucht die ASCII-Dateien nach Messungen mit gleichem Spannungseintrag, gleicher Lichtquelle und Magnetfeldläufen von 0 bis 8 T. Sie werden zu einem Eintrag zusammengefaßt und in einer Datei abgespeichert, die als Übersichtsverzeichnis eines Meßtages verwendet wird. Abbildung 5.15 zeigt das Format dieser Übersichtsdatei. Angezeigt wird das letzte Datum des Magnetfeldlaufs, die Numerierung der Messungen, die Reihenfolge der Magnetfeldeinstellungen, die verwendete Lichtquelle, die Temperaturen auf der n- bzw. der p-Seite, die angelegte Spannung am Detektor und die Streifeneinstellungen zur Ladungsschwerpunktsberechnung. Die Syntax des Programmaufrufs lautet:

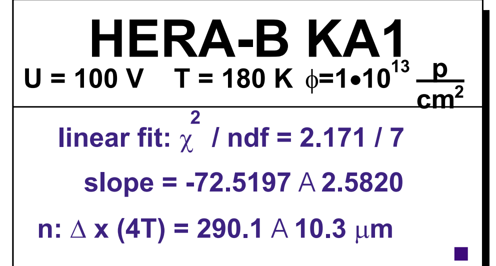
```
ROOT> .x lognumK.c (''Dateiname.txt'')
```

3. Mit diesen Informationen kann das Root-Programm *log_rep.c* zur Auswertung des Lorentzwinkels gestartet werden. Es liest die Ladungsschwerpunkte eines Magnetfeldlaufs ein und führt eine lineare Regression für jede Seite des Detektors durch. Manchmal bietet es sich an, statt der vorhandenen 8 Meßpunkte, nur die ersten Messungen bei den Feldstärken 1 bis 4 T heranzuziehen. Dies ist von Vorteil, wenn Effekte eines starken Magnetfeldes ausgeschlossen werden sollen. Das Programm gibt die lineare Regression der Messungen graphisch aus und speichert sie in einer Postscriptdatei.
   Die Syntax des Programmaufrufs lautet:

   ```
   ROOT> .x log_rep.c (''Dateiname.txt'', A, B),
   ```

   wobei A und B die Nummern zu den Einträgen von 0 und 8 Tesla darstellen. In Abbildung 5.16 ist die Ausgabe der linearen Regression dargestellt. Angezeigt wird die angelegte Depletionsspannung, die mittlere Temperatur der Messungen und die verwendete Lichtquelle mit Angabe der Seite, auf der das Licht eingestrahlt wird. Weiter werden die berechneten Werte der linearen Regression beider Seiten angeben: die Güte der Messungen und der Lorentzversatz für 4 T. Im unteren Teil der Grafik werden die Temperaturen der zum Meßzeitpunkt auf der Ober- und der Unterseite der Platine angezeigt. Abweichungen von der Erwartung bei der Messung des Lorentzversatzes lassen sich so mit der gemessenen Temperatur vergleichen und gegebenenfalls korrigieren. Beide Seiten weisen unterschiedliche Temperaturen auf. Da sich die Platinenhalterung an der Unterseite des Detektors befindet, wird der Temperaturaustausch mit gasförmigem Stickstoff abgeschirmt, so daß beide Seiten unterschiedliche Temperaturen aufweisen.





660 nm Laser on p-side

linear fit: χ^2 / ndf = 4.539 / 7

slope = -5.2235 A 2.5820

p: Δ x (4T) = 20.9 A 10.3 µm

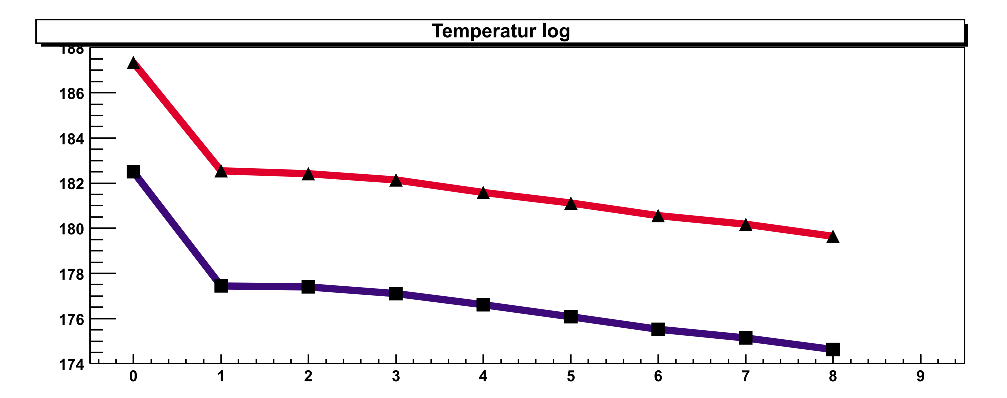


Abbildung 5.16: Der lineare Fit und die Temperaturaufzeichnung.
Angegeben werden der verwendete Laser, die Seite auf der das Laserlicht eingestrahlt wird, die Depletionsspannung, der Bestrahlungsfluß die Güte des Fits und der Lorentzversatz beider Seiten bei 4 T. Der eingezeichnete Fehler stammt aus Messungen der Ortsauflösung als Funktion des Faserabstand von der Detektoroberfläche [Hei99].

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Pulsformen des bestrahlten Detektors KA1 in Abhängigkeit des magnetischen Feldes bei verschiedenen Temperaturen und Lichtquellen gezeigt. Es folgen die Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten des Lorentzversatzes. Aus Simulationen mit dem Programm DAVINCI [Hei99] können theoretische Kurven des Lorentzversatzes parametrisiert mit dem Hallstreufaktor angegeben werden. Aus dem Vergleich zwischen Simulationen und Daten läßt sich der Hallstreufaktor bei diversen Temperaturen berechnen. Zuletzt werden in vier Tabellen Lorentzwinkel im bestrahlten Detekor KA1 und in unbestrahlten Detektoren angegeben.

6.1 Der gemessene Lorentzversatz

Abbildung 6.1 zeigt den Versatz der Pulsformen bei 156 K. Hier wurde mit Laserlicht der Wellenlänge 650 nm auf die p-Seite des Detektors eingestrahlt. Wegen der geringen Eindringtiefe von Licht dieser Wellenlänge werden die Elektron-Loch-Paare nur nahe der Oberfläche des Detektors erzeugt. Die Elektronen durchqueren den Detektor und driften zu ihren Auslesestreifen. Während der Drift erfahren sie durch das magnetische Feld eine Ablenkung. Die Löcher dagegen befinden sich schon an ihren Auslesestreifen, driften nicht und erfahren daher keine Ablenkung. Der Puls der p-Seite bleibt bei 0, 4 und 8 T konstant, während auf der n-Seite der Versatz des Pulses deutlich zu sehen ist. Die Signalspitze bewegt sich um etwa 6 Streifen.

Abbildung 6.2 zeigt die Simulation eines MIPs bei 128 K. Der 1060 nm Laser wurde auf der p-Seite eingestrahlt. Die Eindringtiefe ist größer als Dicke des Detektors. Im Detektor werden über den gesamten Lichtweg Elektron-Loch-Paare erzeugt. Beide Ladungsträgerarten driften durch den Detektor und werden vom magnetischen Feld abgelenkt. Jetzt wird auch der Versatz der Löcher gemessen. Da die Mobilität der Löcher etwa um den Faktor drei geringer ist, fällt auch der Versatz entsprechend geringer aus.

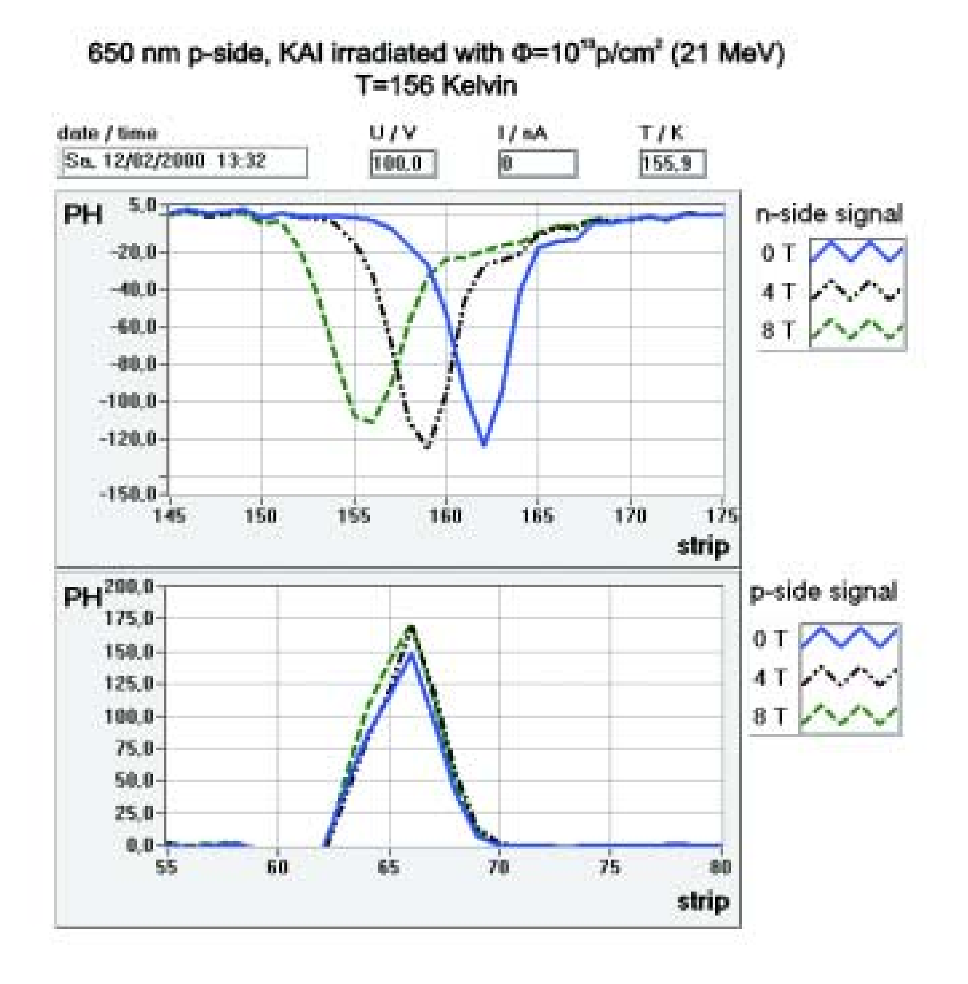


Abbildung 6.1: Der Versatz der Pulsformen des 650 nm Lasers bei T = 156 K. *Der Laser wurde auf die p-Seite des Detektors gestrahlt.*

Eine weitere Beobachtung ist, daß die Form der Pulse bei höherem Magnetfeld breiter wird. Der Grund hierfür liegt im Folgenden:
Bei 0 T werden die Ladungskomponenten entlang des Laserstrahls im Halbleiter erzeugt und driften parallel zu ihm an die Elektroden. Ein räumlich begrenzter Puls entsteht.
Bei angelegtem magnetischen Feld werden die im Detektor erzeugten Ladungen unterschiedlich weit abgelenkt. Die Ladungsträger, die zur gegenüberliegenden Seite driften, erfahren aufgrund ihres längeren Driftweges eine größere Ablenkung. Die Ladungsträger, die schon nahe ihrer Zielelektrode erzeugt werden, erfahren nur eine kleine Ablenkung. Der Puls verbreitert sich also vom Durchstoßpunkt des Lasers bis zum Punkt der maximalen Ablenkung der Ladungsträger im Detektor.
Durch diese Verbreiterung reduziert sich der Lorentzversatz bei der Ladungsträgererzeugung des simulierten MIPs im Vergleich zu der mit dem 650 nm Lasers auf die Hälfte. Weil die Fläche unter der Pulsform konstant bleiben

muß, da die detektierte Ladung ebenfalls konstant bleibt, verringert sich die Pulshöhe.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 6.3 die Pulsform des Lorentzversatzes bei 255 K. Da die Mobilität bei höheren Temperaturen niedriger ist, wird auch der Lorentzversatz kleiner.

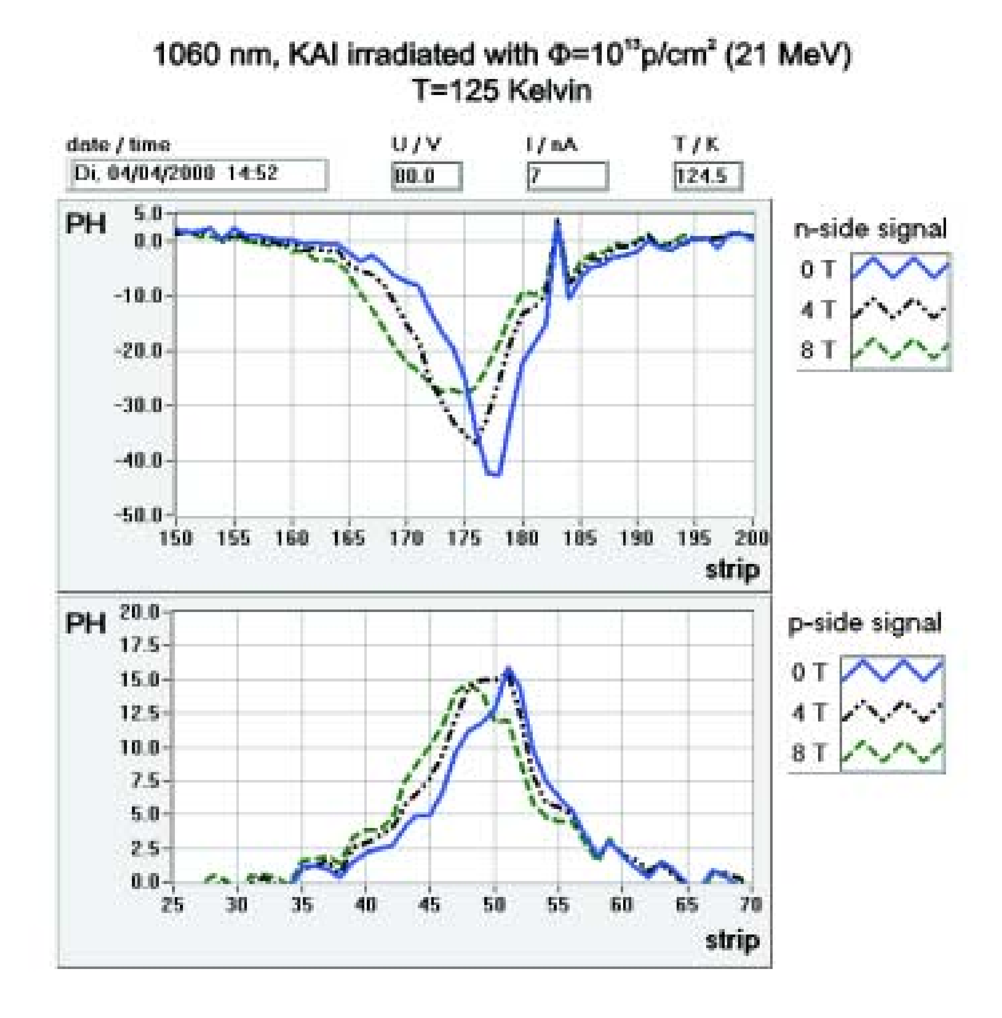


Abbildung 6.2: Der Versatz der Pulsformen des 1060 nm Lasers bei T = 125 K. *Mit dem 1060 nm Laser kann ein MIP simuliert werden. Wegen der Ladungsträgererzeugung entlang des Strahlweges durch den Detektor, kann auch der Versatz von Löchern gemessen werden. Das Einbrechen der Pulsform auf der n-Seite bei Streifen 184 deutet auf ein Pinhole oder einen defekten Bond hin.*

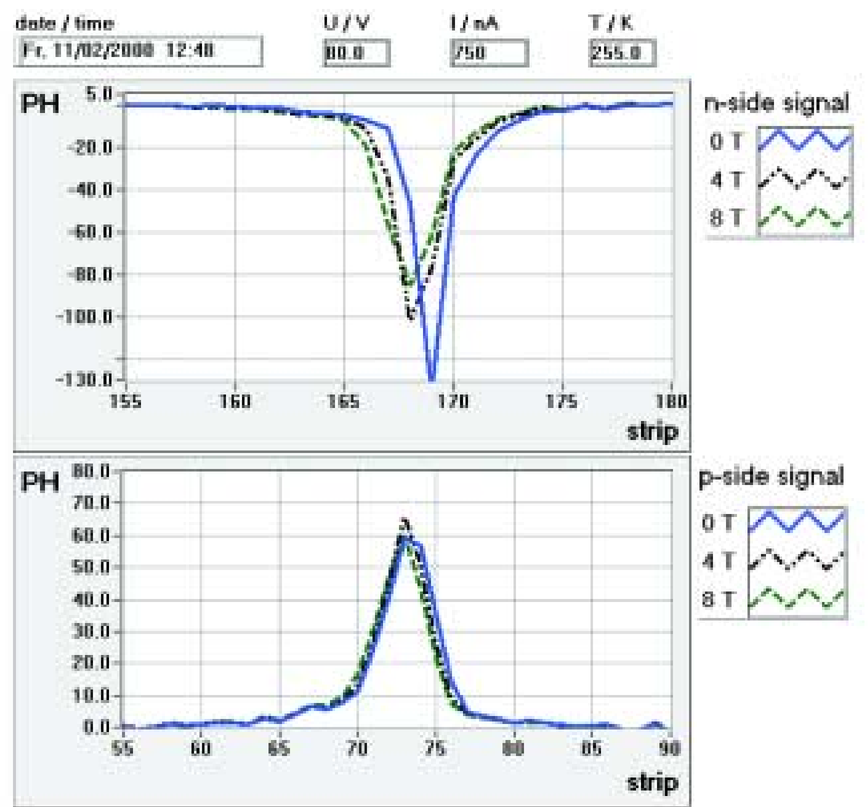


Abbildung 6.3: Der Versatz der Pulsformen des 1060 nm Lasers bei T = 255 K. *Wegen der kleineren Mobilität bei dieser Temperatur, fällt der Versatz der Elektronen und Löcher geringer aus.*

6.2 Der Lorentzversatz in Abhängigkeit von der Spannung

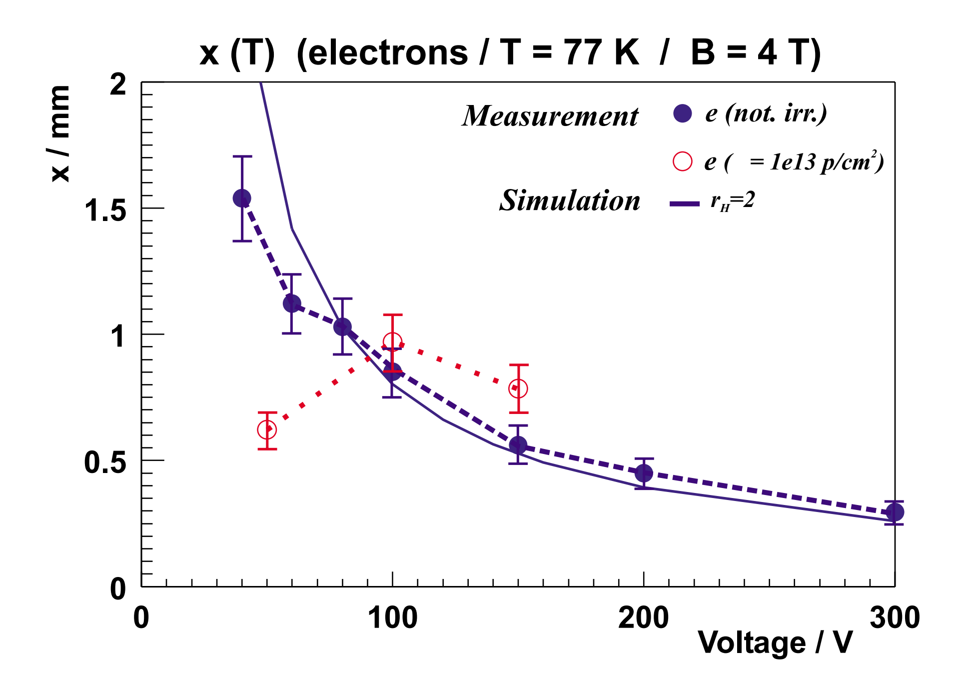


Abbildung 6.4: Der Lorentzversatz der Elektronen im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor in Abhängigkeit von der Spannung.
Die Linien zeigen Simulationen mit dem Programm DAVINCI. Die Simulationen wurden für Elektronen mit einem Hallstreufaktor $r_H = 2.0$ *durchgeführt.*

Der Lorentzversatz ist eine Funktion der Spannung. Da die Driftgeschwindigkeit bei hohen elektrischen Feldstärken nicht mehr linear wächst, sondern mit wachsendem elektrischen Feld sättigt, sinkt die Mobilität. Der Lorentzversatz wird kleiner. Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen diese Abhängigkeit sowohl bei dem bestrahlten Detektor KA1 als auch bei den unbestrahlten Detektoren. Der Abfall des Lorentzversatzes bei dem bestrahlten Detekor KA1 unterhalb von 100 V kann auf Unterdepletion zurückgeführt werden. Die Intensität des Lasers war bei diesen Messungen sehr hoch eingestellt. Dies führte dazu, daß selbst bei der Einstrahlung des 650 nm Lasers auf die p-Seite noch ein Signal erzeugt werden konnte: Der Laser erzeugte durch die undepletierte Zone hindurch im sensitiven Bereich des Detektors noch genügend Ladungsträger um ein Signal zu erzeugen.

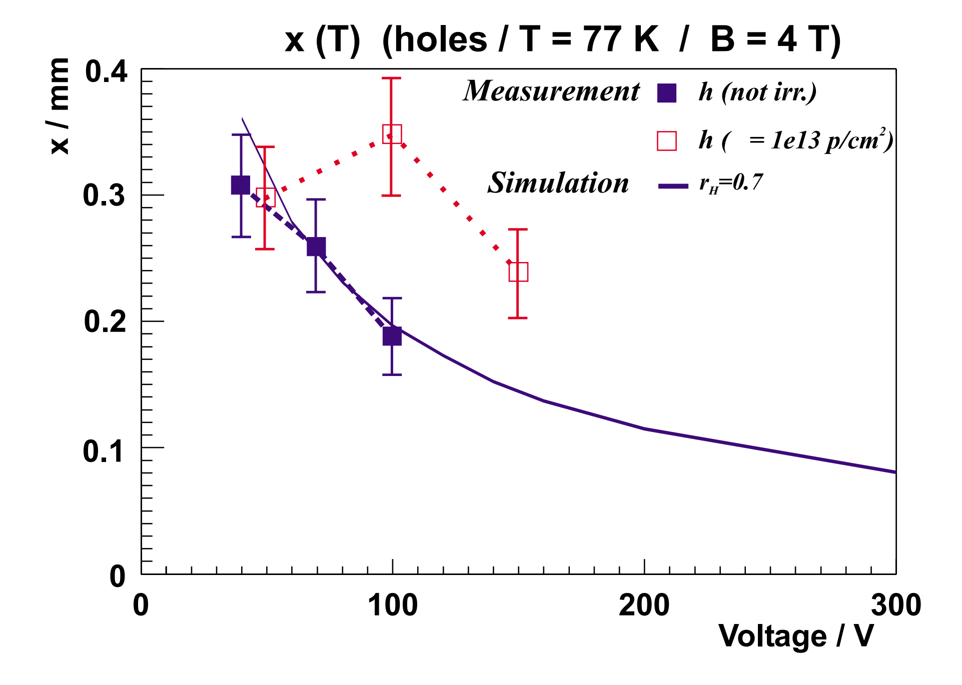


Abbildung 6.5: Der Lorentzversatz der Löcher im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor in Abhängigkeit von der Spannung.
Die Linien zeigen Simulationen mit dem Programm DAVINCI. Die Simulationen wurden für Löcher mit einem Hallstreufaktor von $r_H = 0.7$ *durchgeführt.*

6.3 Der Lorentzversatz in Abhängigkeit von der Temperatur

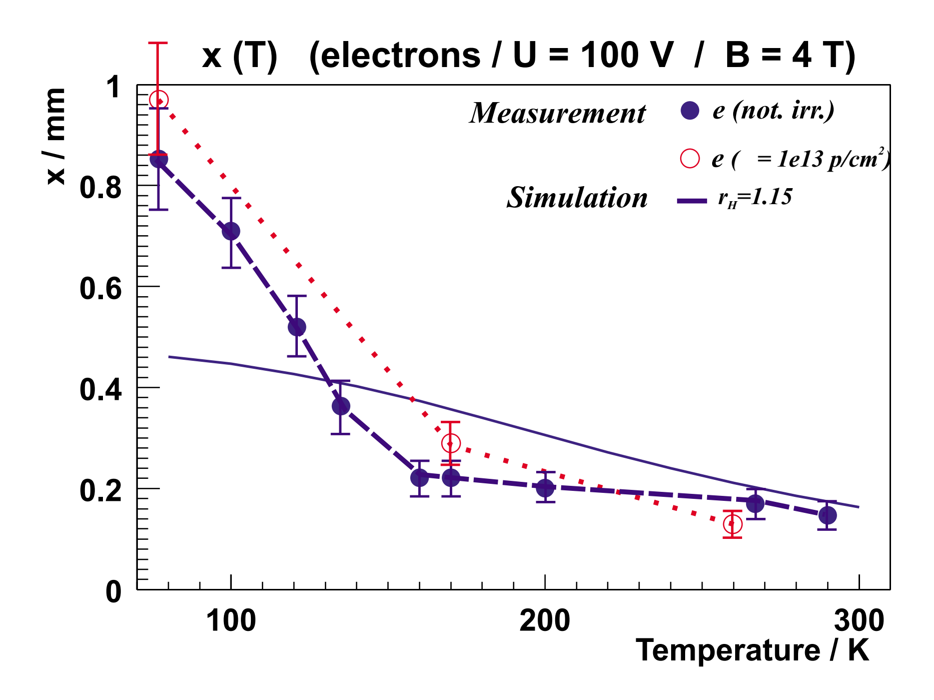


Abbildung 6.6: Der Lorentzversatz der Elektronen im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor in Abhängigkeit von der Temperatur.
Die Linien zeigen Simulationen mit dem Programm DAVINCI. Die Simulationen wurden für Elektronen mit einem Hallstreufaktor $r_H = 1.15$ *durchgeführt.*

Abbildungen 6.6 und 6.7 zeigen die Variation des Lorentzversatzes mit der Temperatur. Die Mobilität ist temperaturabhängig und steigt mit sinkender Temperatur. Der Lorentzversatz wird also mit sinkender Temperatur größer. Die Werte der Elektronen und Löcher des bestrahlten Detektors liegen unterhalb von 170 K über denen des unbestrahlten Detektors: Bei 77 K liegt der Versatz der Elektronen etwa 15% darüber. Bei der gleichen Temperatur verdoppelt sich der Versatz der Löcher. Über 170 K gleicht der Versatz der Löcher des bestrahlten Detektors dem des unbestrahlten. Bei 260 K liegt der Wert der Elektronen des bestrahlten etwas unter dem des unbestrahlten Detektors.

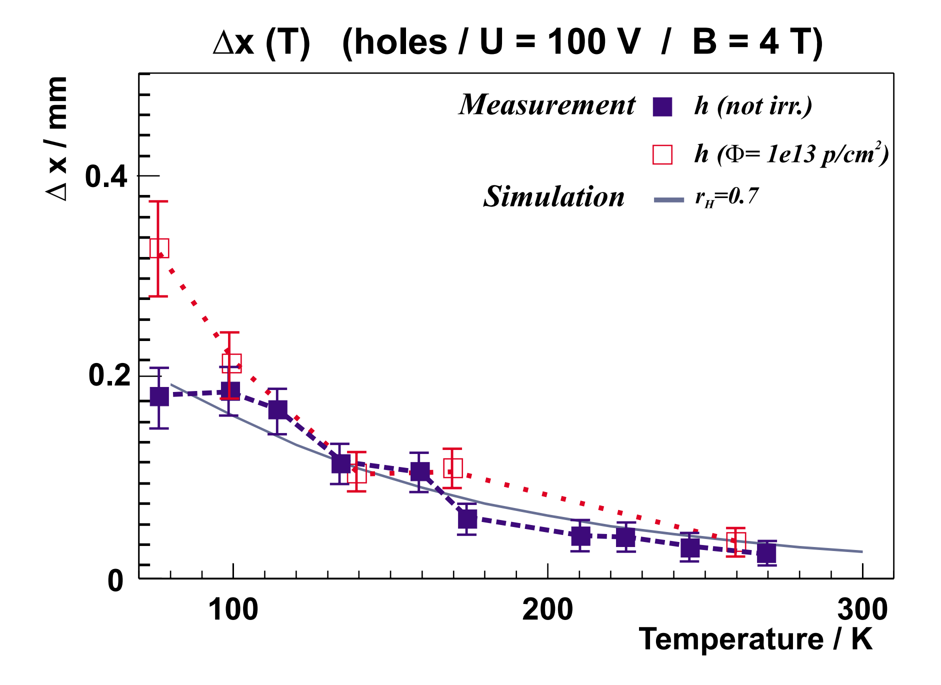


Abbildung 6.7: Der Lorentzversatz der Löcher im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor in Abhängigkeit von der Temperatur.
Die Linien zeigen Simulationen mit dem Programm DAVINCI. Die Simulationen wurden für Löcher mit einem Hallstreufaktor von $r_H = 0.7$ *durchgeführt.*

6.4 Der Hallstreufaktor

Die Simulation der Elektronen aus Abbildung 6.6 wurde mit einem Hallstreufaktor von $r_{H,e^-} = 1{,}15$ durchgeführt. Dieser Wert gilt, wenn für den dominierenden Streumechanismus Streuung an Phononen angenommen wird. Die Simulationen stimmen bei hohen Temperaturen (über 170 K) mit den gemessenen Daten überein. Bei Temperaturen unter 170 K steigt der Lorentzversatz der Elektronen rapide an. Dies kann mit einem steigenden Hallstreufaktor erklärt werden. Bei Streuung an ionisierten Störstellen erwartet man einen Hallstreufaktor von $r_{H,e^-} = 1{,}93$ [Sze81]. Die Simulationen für Löcher mit einem Hallstreufaktor von $r_{H,h} = 0{,}7$ stimmen mit den Messungen überein.

Aus den Simulationen und den gemessenen Daten läßt sich der Hallstreufaktor der Elektronen berechnen:

$$r_H = \frac{\Delta x_{data}}{\Delta x_{Davinci}} \cdot 1,15 \tag{6.1}$$

Der Faktor 1,15 wird benötigt, weil die Simulationen mit einem Hallstreufaktor von $r_H = 1{,}15$ berechnet wurden.

$T[K]$	$\Delta x_{data}[\mu m]$	$\Delta x_{Davinci}[\mu m]$	r_H	Größtfehler
77	852	460	2,13	± 9,5 %
100	710	455	1,79	± 8,5 %
121	520	430	1,21	± 7,5 %
135	363	410	0,89	± 7,0 %
170	221	360	0,61	± 6,5 %
200	201	300	0,77	± 6,0 %
267	170	220	0,89	± 5,5 %
290	147	170	0,99	± 5,0 %

Tabelle 6.1: Hallstreufaktor bei verschiedenen Temperaturen. *U = 100 V, B = 4 T.*

Abbildung 6.8 zeigt die Literaturwerte des Hallstreufaktors für verschiedene Dotierungskonzentrationen bei n-dotiertem Silizium. Tabelle 6.1 und Abbildung 6.9 zeigen den Hallstreufaktor, wie er aus dem Vergleich zwischen den Simulationen und den Messungen bestimmt wurde.
Der charakteristische Anstieg des Hallstreufaktors bei tiefen Temperaturen ist bei beiden Abbildungen zu sehen. Auch bildet sich ein Minimum, wie die Theoriekurven für niederdotiertes Material zeigen. Allerdings stimmt der Kurvenverlauf der bestimmten Werte mit einer Dotierungskonzentration von $N_D = 6,66 \cdot 10^{11}\mathrm{cm}^{-3}$ quantitativ nicht mit dem Kurvenverlauf in der Literatur überein. Der Grund für diese Diskrepanz ist noch nicht geklärt.

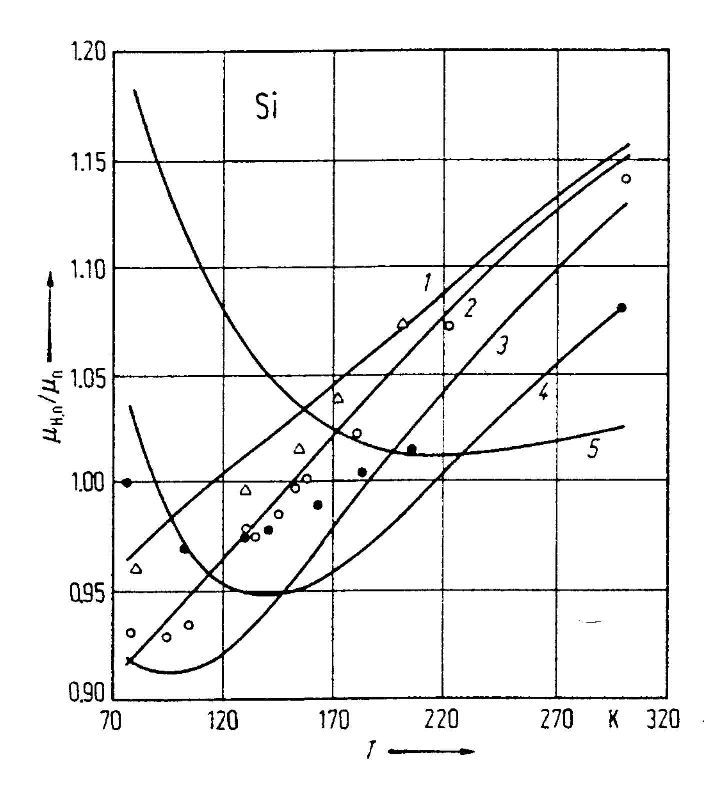


Abbildung 6.8: Literaturwerte des Hallstreufaktors. *Der Hallstreufaktor für n-dotiertes Silizium in Abhängigkeit von der Temperatur.*
Experimentelle Werte:
Dreiecke: $N_D = 1 \cdot 10^{13} cm^{-3}$;
offene Kreise: $N_D = 1,5 \cdot 10^{14} cm^{-3}$;
volle Kreise: $N_D = 4,6 \cdot 10^{15} cm^{-3}$
Theorie:
Linien 1..5: von $N_D = 1 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ .. ·10 .. $N_D = 1 \cdot 10^{17} cm^{-3}$.
Aus [LB82].

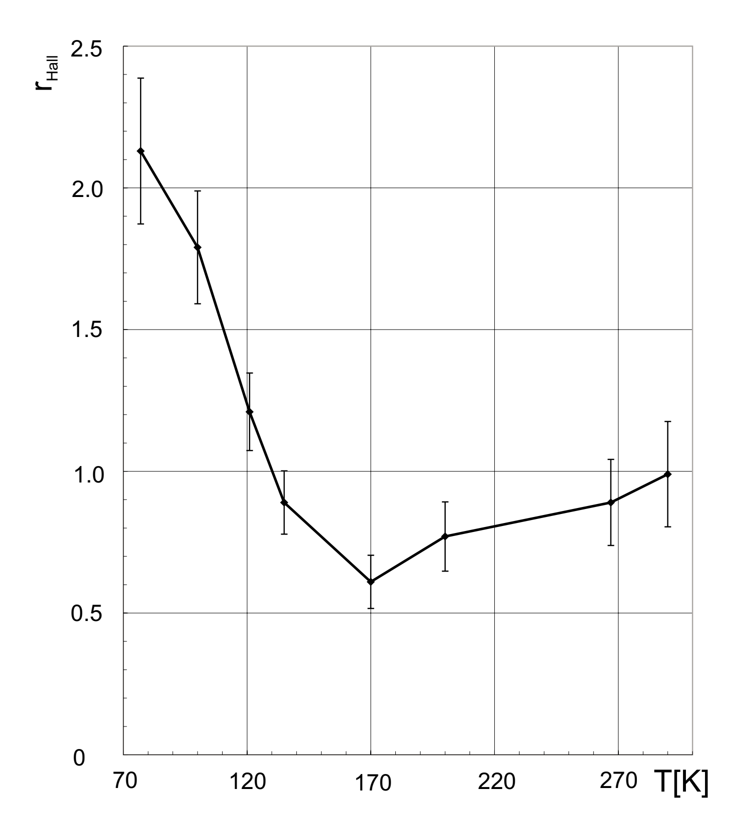


Abbildung 6.9: Die gemessenen Werte des Hallstreufaktors r_H in Abhängigkeit von der Temperatur.
Aus dem Vergleich des Lorentzversatzes der DAVINCI Simulationen und dem gemessenen Lorentzversatz kann der Hallstreufaktor bestimmt werden. $U = 100\ V$, $B = 4\ T$, $N_D = 6,66 \cdot 10^{11} cm^{-3}$.

6.5 Die Lorentzwinkel

Aus der Dicke des Detektors Δz und dem gemessenen Lorentzversatz Δx ergibt sich der Lorentzwinkel Θ.

$$tan(\Theta_L) = \frac{\Delta x}{\Delta z} \tag{6.2}$$

$$\Theta_L = arctan\left(\frac{\Delta x}{\Delta z}\right) \tag{6.3}$$

6.5.1 Lorentzwinkel in unbestrahlten Detektoren

Die folgenden Tabellen geben die Lorentzwinkel in unbestrahlten Detektoren mit einer gemessenen Dotierungskonzentration von $N_D = 6,66 \cdot 10^{11}\mathrm{cm}^{-3}$. an. Mit einer durchschnittlichen Dicke der aktiven Zone der Detektoren von $\Delta\mathrm{z} = 280\,\mu\mathrm{m}$ ergibt sich:

	Elektronen (280 K)		Löcher (270 K)	
Bias / V	Θ	$\Delta x[\mu m]$	Θ	Δx $[\mu m]$
40	34°	192	6.9°	34
100	31°	170	7.7°	38
200			6.3°	31
300			5.1°	25

Tabelle 6.2: Lorentzwinkel in unbestrahlten Detektoren nahe Raumtemperatur. *Aus dem Lorentzversatz ergibt sich bei einer durchschnittlichen Dicke der aktiven Zone der Detektoren von $\Delta z = 280\,\mu m$ der Lorentzwinkel. Angegeben ist der Lorentzwinkel für Elektronen und Löcher. Der Größtfehler beträgt für Elektronen und Löcher bei den angegebenen Temperaturen etwa ±6 %.*

	Elektronen (77 K)		Löcher (77 K)	
Bias / V	Θ	$\Delta x[\mu m]$	Θ	Δx $[\mu m]$
40	80°	1539	48°	309
100	72°	852	33°	184
200	58°	449		
300	46°	295		

Tabelle 6.3: Lorentzwinkel in unbestrahlten Detektoren bei T = 77 K. *Aus dem Lorentzversatz ergibt sich bei einer durchschnittlichen Dicke der aktiven Zone der Detektoren von $\Delta z = 280\,\mu m$ der Lorentzwinkel. Angegeben ist der Lorentzwinkel für Elektronen und Löcher. Der Größtfehler beträgt für Elektronen und Löcher bei den angegebenen Temperaturen etwa ±10 %.*

6.5.2 Lorentzwinkel im bestrahlten Detektor KA1

Die folgenden Tabellen geben die Lorentzwinkel im bestrahlten Detektor KA1 an. Er wurde mit Protonen der Energie E = 21 MeV und einer Flußdichte von $\Phi = 1 \cdot 10^{13} \frac{p}{cm^2}$ bestrahlt. Der Detektorbulk ist invertiert und hat eine effektive Dotierungskonzentration von $N_{eff} = 1,67 \cdot 10^{12}\mathrm{cm}^{-3}$.

	Elektronen (260 K)		Löcher (260 K)	
Bias / V	Θ	$\Delta x[\mu m]$	Θ	$\Delta x\ [\mu m]$
50	23°	117	9,1°	45
100	24°	127	8,5°	42
150	24°	126	8,1°	40

Tabelle 6.4: Lorentzwinkel im bestrahlten Detektor KA1 bei T = 260 K.
Aus dem Lorentzversatz ergibt sich bei einer durchschnittlichen Detektor Dicke $\Delta z = 280\,\mu m$ der Lorentzwinkel. Angegeben ist der Lorentzwinkel für Elektronen und Löcher. Der Größtfehler beträgt für Elektronen und Löcher bei den angegebenen Temperaturen etwa ±6 %.

	Elektronen (77 K)		Löcher (77 K)	
Bias / V	Θ	$\Delta x[\mu m]$	Θ	$\Delta x\ [\mu m]$
50	66°	630	47°	297
100	74°	970	50°	329
150	70°	785	39°	228

Tabelle 6.5: Lorentzwinkel im bestrahlten Detektor KA1 bei T = 77 K.
Aus dem Lorentzversatz ergibt sich bei einer durchschnittlichen Dicke der aktiven Zone der Detektoren $\Delta z = 280\,\mu m$ der Lorentzwinkel. Angegeben ist der Lorentzwinkel für Elektronen und Löcher. Der Größtfehler beträgt für Elektronen und Löcher bei den angegebenen Temperaturen etwa ± 10 %.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein PC-basierter Versuchsaufbau zur Messung von Lorentzwinkeln erstellt. Die Software zur Steuerung eines AD-Wandlers und einer Treiberkarte für die Auslese von Streifendetektoren wurde programmiert. Es wurden Lorentzwinkel in Abhängigkeit von der Depletionsspannung und der Temperatur sowohl bei unbestrahlten als auch bei bestrahlten Detektoren gemessen. Die Pulsformen wurden untersucht und durch den Vergleich von Davinci Simulationen mit den gemessenen Daten konnte der Hallstreufaktor im Temperaturbereich von 77 K bis 300 K bestimmt werden.

Neuere Forschungen auf dem Gebiet kryogen betriebener Detektoren machten es notwendig den Lorentzwinkel auch bei tiefen Temperaturen zu messen. Es stellte sich heraus, daß der Lorentzwinkel von Elektronen von 34° bei 280 K auf 80° bei vollständiger Depletionsspannung von 40 V steigt. Durch Überdepletion kann der Lorentzwinkel gesenkt werden. Bei 300 V und 77 K beträgt der Lorentzwinkel nur noch 46°.

Es standen fünf bestrahlte Hera-B Teststrukturen zur Verfügung, die mit Protonen der Energie von 21 MeV unterschiedlichen Flusses bestrahlt wurden. Sie wurden auf makroskopische Symptome der Strahlenschädigungen mittels Strom-Spannungs- und Kapazitäts-Spannungs-Messungen untersucht.

Der Lorentzwinkel wurde bis jetzt nur im Detektor mit der Strahlendosis von $1 \cdot 10^{13}$ p/cm^2 (21 MeV) gemessen. Dies entspricht einer Äquivalentdosis von $2,8 \cdot 10^{13}$ n/cm^2 bei der Bestrahlung mit 1 MeV Neutronen. Bei 77 K erhöhte sich der Lorentzwinkel der Elektronen um 15 % bei der vollständigen Depletionsspannung dieses Detektors von 100 V. Bei 260 K lag er deutlich unter dem Wert der unbestrahlten Detektoren.

Die Lorentzwinkel der Löcher im bestrahlten Detektor zeigten bis zu einer Temperatur von 100 K keine signifikanten Abweichungen zu den gemessenen Werten im unbestrahlten Detektor. Da im LHC-Experiment CMS die p-Seiten

der Detektoren ausgelesen werden, ist bis zu einem Fluß von $2,8 \cdot 10^{13}\,\mathrm{n/cm^2}$ keine Signalverbreiterung aufgrund eines erhöhten Lorentzwinkels der Löcher zu erwarten.

Literaturverzeichnis

[Bla85] J. Blakemore. *Solid State Physics*. Cambridge University Press, 1985. 2.Aufl.

[Bru97] R. Brun und F. Rademakers. *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. NIM, A389, 81–86, 1997. see also http://root.cern.ch/.

[Das55] W. C. Dash und R. Newman. *Intrinsic Optical Absorption in Single-Crystal Germanium and Silicon at 77 K and 300 K*. Physical Review 99, 1955. p. 1154.

[fer] see http://www.fermionics.com.

[Gaj92] H. Gajewski et al. *Tosca Handbuch*. Karl-Weierstrass-Institut für Mathematik, Berlin, 1992.

[Gra98] D. Graeßel. *Simulation des Ladungstransportes in Halbleiterdetektoren mit dem Programmpaket ToSCA*. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1998. 1. Physikalisches Institut Lehrstuhl B.

[Har00] F. Hartmann. *Entwicklungsarbeit am CDF-Spurendetektor für das CDF-Eperiment am Tevatron*. Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe (IEKP), 2000. IEKP-KA/2000-11.

[Hei99] S. Heising. *Halbleiterdetektoren für Hochenergie–Experimente bei tiefen Temperaturen und starken Magnetfeldern*. Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, 1999. IEKP-KA/99-26.

[Hor99] S. Hornung, Rimikis. *High Magnet Facilities at the Forschungszentrum Karlsruhe*. Institut für Technische Physik, Forschungszentrum Karlsruhe, 1999.

[Iba95] H. Ibach und H. Lüth. *Festkörperphysik*. Springer, 1995. ISBN 3-540-58575-3.

[Jon95] L. Jones. *PreMux128 Specification*. 1995. Version 2.3.

[Jun00] L. Jungermann. *Charakterisierung von Halbleiterbauelementen bei kryogenen Temperaturen*. Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe (IEKP), 2000. IEKP-KA/2000-1.

[Kuh69] A. Kuhn. *Halbleiter- und Kristallzähler*. Akademische Verlagsgesellschaft, 1969.

[lab98] *LabVIEW Benutzerhandbuch*. National Instruments, 1998. Artikelnummer 321200B-01.

[Las] *Handbuch der Laser*. Sammlung der Datenblätter der Komponenten.

[LB82] Landolt-Börnstein. *Gruppe III Band 17a*. Springer Verlag, 1982.

[Mey95a] S. Meyer. *Kurzanleitung für Treiberbox und VFLAM*. Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, 1995.

[Mey95b] S. Meyer. *Silizium-Streifen-Detektoren, Enwicklung der Software und Messungen mit einer γ-Quelle*. Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, 1995. IEKP-KA/95-2.

[Mol99] M. Moll. *Radiation Damage in Silicon Detectors*. Deutsche Elektron-Synchrotron (DESY), 1999. DESY-THESIS-1999-040.

[MXI97] *MXIbus Multisystem Extension Interface Bus Specification*. National Instruments, 1997. Part Number 340007B-01.

[Put86] E. H. Putley. *The Hall Effect and Semi-Conductor Devices*. Dover Publications, Inc., 180 Varick Street, New York N.Y. 10014, 1986.

[RC99a] RD39-Collaboration. *Charge collection efficiency of irradiated silicon detectors operated at cryogenic temperatures*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1999. accepted (CERN-EP/99-102).

[RC99b] RD48-Collaboration. *RD48 Status Report*. 1999. CERN / LEB 99-11.

[RC00] RD39-Collaboration. *RD39 Status Report*. 2000. CERN / LHCC 2000-010.

[Röd98] F. Röderer. *Messung von Lorentz-Winkeln in Silizium-Detektoren*. Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, 1998. IEKP-KA/98-24.

[Sap95] B. Sapoval und C. Hermann. *Semiconductors*. Springer, 1995. ISBN 3-540-94024-3.

[See73] K. Seeger. *Semiconductor Physics*. Springer Verlag, 1973. 1. Aufl.

[Sto94] H. Stocker. *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 1994. ISBN 3-8171-1358-7.

[Sze81] S. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, 1981. ISBN 981-02-2387-0.

[Wun92] R. Wunstorf. *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung von Hochenergie-Experimenten*. Deutsches Elektron-Synchrotron (DESY), 1992. DESY FH1K-92-01.

Danksagung

Besonders möchte ich Herrn Prof. Dr. Wim de Boer für die interessante Aufgabenstellung und die fachliche Unterstützung danken. Durch die Arbeit im IEKP eröffnete er mir die Möglichkeit ein besonders breites Gebiet der Physik kennenzulernen. Herrn Prof. Dr. Thomas Müller danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Meinen beiden Betreuern Dr. Stephan Heising und Dr. Frank Hartmann danke ich für die Einführung in die Gebiete der Lorentzwinkelmessungen und der Evaluierung von Siliziumstreifendetektoren.

Für das angenehme Arbeitsklima und die gute Zusammenarbeit danke ich unserer Arbeitsgruppe Dr. Eugene Grigoriev, Dr. Reino Keränen, Dipl.-Phys. Frank Röderer, Dipl.-Phys. Levin Jungermann, Johannes Bol, Oliver Herz, Michael Koppenhöfer und Dipl.-Phys. Alexander Dierlamm.

Ein besonderer Dank gilt Dr. Theo Schneider und seinen Mitarbeitern des ITP für die Bereitstellung des Jumbo Kryostaten.

Frau Dr. Iris Abt vom MPI München danke ich für die zur Verfügung gestellten Detektoren.

Frau Edeltraud Haas bewältigte verwaltungstechnische Fragen in unkomplizierter Weise.

Der RD39 Kollaboration danke ich für die interessante Zusammenarbeit im Forschungsgebiet kryogener Halbleiterdetektoren.

Die Mitglieder der Elektronikwerkstatt und der Mechanikwerkstatt erledigten zuverlässig und schnell anfallende Aufträge.

Mein Dank geht auch an die Mitarbeiter der CMS- und Elektronik-Gruppe für die hilfreichen Gespräche und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung bedanken, die sie mir während der Zeit meines Physikstudiums entgegenbrachten.

Anhang A

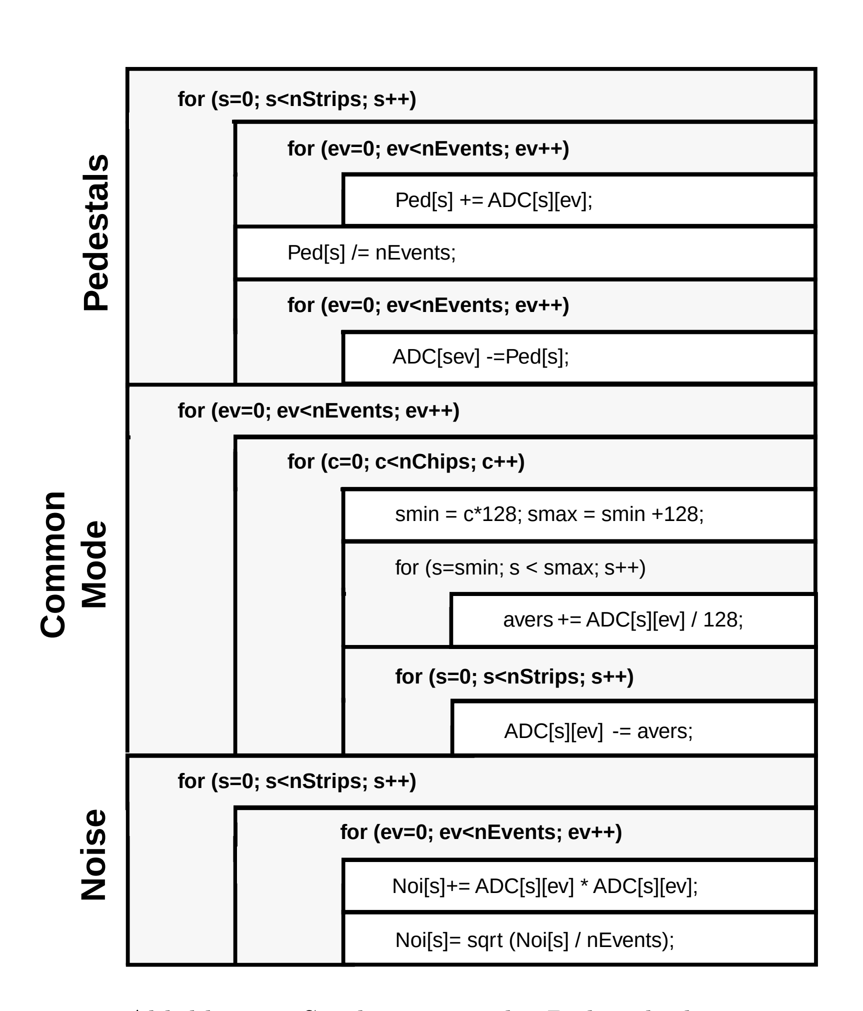


Abbildung 1: Struktogramm der Pedestalnahme.

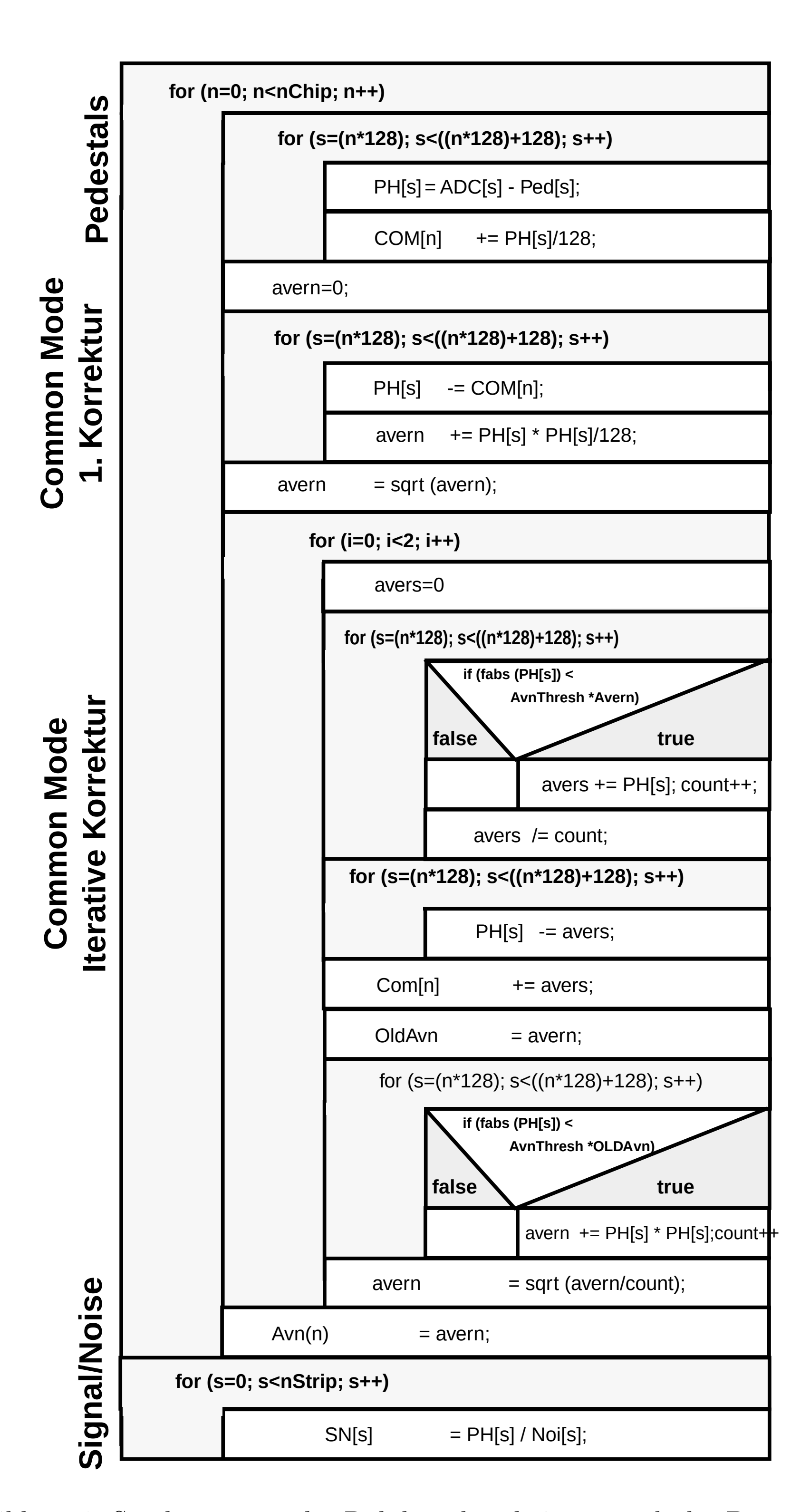


Abbildung 2: Struktogramm der Rohdatenbearbeitung nach der Datennahme.

Prüfungserklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt, noch nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt, keine anderen als die angegebenen Quellen oder erlaubten Hilfsmittel benutzt, sowie wörtliche oder sinngemäße Zitate als solche gekennzeichnet habe.

Karlsruhe, den